Ph.D Thesis (Lionel Fleury) B13800-000A

"Theoretical Study of the Upper Ionosphere Based upon Simultaneous Data from the ISIS Satellites and from the CNET incoherent backscatter Sounder"

THESE

by Lionel Fleury, Sept. 1971
Faculty of Sciences, Paris -

présentée

à la FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

69-049A-01
65-098A-01
69-009A-01

par

M. Lionel FLEURY

RECEIVED
NASA STI FACILITY
ACCESS DEPT.

pour l'obtention

du DOCTORAT 3ème Cycle

Spécialité : PHYSIQUE

Mention : GEOPHYSIQUE

Sujet de thèse : ETUDE THEORIQUE DE LA HAUTE IONOSPHERE A PARTIR DE DONNEES SIMULTANEES DES SATELLITES ISIS ET DU SONDEUR A DIFFUSION DU C.N.E.T.

Soutenue le 23 septembre 1971 devant la commission d'examen.

Président M. DELLOUE

Examinateur M. WALDTEUFEL

Examinateur M. TAIEB

(NASA-CR-162954) THEORETICAL STUDY OF THE UPPER IONOSPHERE BASED SIMULTANEOUS DATA FROM THE ISIS SATELLITES AND FROM THE CNET INCOHERENT BACKSCATTER SOUNDER Ph.D. Thesis (Paris Univ.) 66 p
N80-73564
Unclas
00/46 33681

U. Paris, Fac. Sciences, PH.D. THESIS, Paris, FRANCE, SEPT. 1971.

T H E S E

présentée à

LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

pour l'obtention

du Doctorat 3e Cycle

Spécialité : PHYSIQUE

Mention : GEOPHYSIQUE

par

Lionel FLEURY

Sujet de la Thèse : Etude théorique de la haute ionosphère à partir de données simultanées des satellites Isis et du sondeur à diffusion

Soutenue le devant la Commission

Composée de : M. DELLOUE Président

MM. WALDTEUFEL Examinateurs

TAIEB

ETUDE THEORIQUE DE LA HAUTE IONOSPHERE A PARTIR DE DONNEES

SIMULTANEES DES SATELLITES ISIS ET DU SONDEUR A DIFFUSION DU C.N.E.T.

SOMMAIRE

	INTRODUCTION	p. 1
1ère Partie	Les données expérimentales	3
1.1.	Les données des satellites	3
1.2.	Les données du sondeur à diffusion	4
1.3.	Choix des données	5
1.4.	Comparaison des données	6
2ème Partie	Les équations de la diffusion dans la haute ionosphère	8
2.1.	Introduction et rappels	8
2.2.	Influence de la diffusion thermique	13
2.3.	Température des électrons	14
2.4.	Température des ions	16
2.5.	Résolution des équations	19
3ème Partie	Résultats et discussion	21
3.1.	Cas de jour	21
3.2.	Cas de nuit	22
3.3.	Equilibre diffusif	23
3.4.	Distribution des ions H^+	25
3.5.	Présence d'autres ions dans l'ionosphère	28

CONCLUSION 29

REMERCIEMENTS 31

BIBLIOGRAPHIE 33

ANNEXE 1 : Influence de l'effet Faraday sur les mesures de densité électronique effectuées par le sondeur à diffusion de Saint Santin. 39

ANNEXE 2 : Expression des coefficients de diffusion thermique 47

TABLEAUX 50

LEGENDE DES FIGURES 53

FIGURES 56

INTRODUCTION

Dans le but de mieux comprendre le comportement de la haute ionosphère, entre environ 400 et 1500 km d'altitude, il est important de connaître la composition ionique et ses variations en fonction des paramètres géophysiques.

Des mesures in situ de cette composition ont été depuis longtemps effectuées et leurs résultats, parmi les plus récents, ont été publiés par Chandra et al (1970), Hoffman et al (1969), Prasad (1970) et Moorcroft (1969). De telles mesures ont cependant l'inconvénient d'être effectuées au voisinage immédiat de l'engin utilisé et ne peuvent rendre compte de la distribution des ions en altitude à un instant donné.

Plusieurs études théoriques ont par ailleurs été menées, notamment par Watt (1965), S.J. Bauer (1966, 1969), Bhatnagar (1969) et Walker (1970). Leurs travaux s'appuient sur des profils de température purement théoriques ou sur des moyennes d'observations.

Une méthode particulièrement intéressante mise au point par Smith (1968) consiste à établir la distribution verticale des températures et des concentrations ioniques et électronique dans l'ionosphère en utilisant les équations qui expriment l'équilibre diffusif du plasma. Smith se sert du profil de densité électronique fourni par un sondeur en contrehaut (Alouette 2) et des mesures locales de températures ionique et électronique ainsi que de concentration relative des divers ions au niveau d'un autre satellite (Explorer 31) se trouvant à proximité.

La rareté d'un tel évènement limite cependant le champ d'application de la méthode.

Le but du présent travail est de mener à bien un calcul similaire en utilisant des données expérimentales fournies par les satellites canadiens Alouette et Isis au moment où ils passent au-dessus de Saint-Santin (Cantal) où fonctionne à intervalles réguliers le sondeur ionosphérique à diffusion incohérente du C.N.E.T.

Dans un premier stade, on présente les données ainsi que la méthode utilisée pour les rassembler. On expose également des résultats

importants de comparaisons directes des mesures de densité électronique par le sondeur à diffusion et par satellites. Ces comparaisons ont permis d'apprécier la validité de l'hypothèse de l'équilibre diffusif dans le région F.

Dans une seconde partie, on résoud les équations qui gouvernent le milieu et on décrit la méthode utilisée.

La troisième partie est consacrée à la présentation et la discussion des résultats.

On examine en conclusion l'intérêt de la méthode et la validité des hypothèses utilisées.

1ère PARTIE :

LES DONNEES EXPERIMENTALES

1.1. Données des satellites

Les sondeurs ionosphériques embarqués dans les satellites Alouette 1, Alouette 2 et Isis A fonctionnent selon le même principe que les ionosondes classiques en contre bas.

Le signal contenant l'information désirée, à savoir le temps d'aller et retour de l'impulsion émise par le sondeur est transmis au sol dans la zone géographique considérée ici, à la station du C.N.E.S. à Brétigny par télémesure.

Le signal est ensuite analysé et restitué sous forme d'ionogrammes au C.N.E.T.

Le temps de parcours de l'onde peut s'exprimer en hauteur virtuelle, en supposant que la propagation s'est effectuée à la vitesse de la lumière.

Mais, l'onde s'étant propagée dans un milieu ionisé et anisotrope, sa vitesse de groupe est différente et il faut transformer la trace virtuelle en profil réel de la densité électronique N_e en fonction de l'altitude z. Les ionogrammes en contre haut présentent en général trois traces correspondant à des modes de propagation différents (Davies, 1969).

L'expérience montre que celle qui correspond au mode extraordinaire est, le plus souvent, exploitable et suffisamment complète.

La réduction de la trace extraordinaire en profil réel N_e de densité électronique est alors effectuée par une méthode de lamination analogue à celle de Doupnik - Schmerling (1965), mise au point par Vasseur et Feldstein (1968).

L'erreur de lecture sur cette trace extraordinaire est de $\pm$ 7 km pour Alouette 1 et de $\pm$ 10 km pour les deux autres satellites Alouette 2 et Isis A, l'échelle des hauteurs virtuelles étant différente suivant les ionogrammes.

Trois ionogrammes correspondant à trois passages différents ont été lus simultanément au Radio and Space Research Station et au Groupe de Recherches Ionosphériques dans le but de tester l'influence possible d'erreurs d'appréciation subjectives.

Les écarts observés entre les deux lectures sont inférieurs aux erreurs définies ci-dessus.

En outre, chaque fois que la trace ordinaire est présente dans l'enregistrement, elle est comparée avec une trace ordinaire calculée à partir du profil $N_e(z)$ déduit de la trace extraordinaire.

Cette comparaison permet d'éviter les erreurs d'interprétation de la trace extraordinaire et de vérifier que l'erreur commise sur l'altitude, pour une densité donnée, est du même ordre que l'erreur de lecture.

On a, en outre, tenu compte de la variation d'altitude du satellite entre le début et la fin de la trace extraordinaire, variation qui, dans certains cas, peut atteindre 20 km.

L'erreur de lecture sur la fréquence est inférieure à 2%, ce qui correspond à une erreur sur N_e inférieure à 4%.

Le programme de réduction en hauteur réelle calcule également l'échelle de hauteur H de la distribution électronique définie par

$$\frac{1}{H} = - \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dz}$$

1.2. Données du sondeur à diffusion

Le sondeur à diffusion incohérente du C.N.E.T. (Du Castel et al, 1966) permet la mesure de certains paramètres de l'ionosphère entre 100 et 500 km d'altitude environ. Ces paramètres sont la densité électronique, la température électronique, la température ionique et la composante de la vitesse des ions suivant la direction du champ magnétique.

Ils sont déduits de l'étude du spectre de diffusion (Evans 1969, Petit 1968) par les électrons contenus dans le volume diffusant. Celui-ci est déterminé par l'intersection, à la verticale de Saint-Santin des lobes d'antennes d'émission et de réception.

Pour avoir une précision suffisante, on intègre le signal reçu sur une durée de quelques minutes. Un profil en altitude entre 100 et 500 km, défini par une vingtaine de points, sera par suite obtenu en une heure environ.

Pour chaque altitude, les valeurs de données qu'on utilise à un instant quelconque sont calculées par interpolation dans le temps. La figure 1 fournit un exemple de résultats de densité électronique utilisés pour cette interpolation.

Il faut cependant noter que la densité mesurée N_e est proportionnelle à la puissance reçue donc au gain du récepteur. Comme celui-ci est susceptible de varier, on normalise en fait le signal de sortie au bruit parasite total qui est beaucoup plus stable mais imparfaitement connu en valeur absolue.

Il est donc nécessaire, si l'on veut des valeurs précises de N_e, d'étalonner le profil obtenu à partir de sondages en contre bas effectués au même instant.

Les erreurs aléatoires sur les températures électronique et ionique et sur la densité électronique correspondant aux points les plus élevés atteints par le sondeur à diffusion, c'est-à-dire dans une région (400 - 500 km) où la composition ionique est assez bien connue, sont liées aux fluctuations des niveaux du bruit et du signal. Le programme de dépouillement (Petit, 1968) les évalue en général à quelques pour cent.

1.3. Choix des données

Pour fournir le maximum de renseignements sur l'ionosphère à un instant donné, il est nécessaire que les observations faites par le satellite et le sondeur à diffusion soient simultanées dans le temps et dans l'espace.

Le sondeur à diffusion a fonctionné assez régulièrement 36 heures tous les quinze jours depuis 1967 (Ramanantsoa, 1970). Pendant chacune de ces périodes, il est théoriquement possible de compter sur un ou deux passages de satellites au voisinage de la verticale de Saint Santin.

Plusieurs facteurs (défaillances du sondeur à diffusion, mauvaise réception à la station de télémesure des satellites, etc...) contribuent à diminuer le nombre de mesures simultanées utilisables qui s'établit actuellement (Juin 1971) à environ une trentaine.

Actuellement une prospection systématique des passages de satellites au-dessus de Saint Santin, lorsque le sondeur à diffusion fonctionne, est effectuée à l'aide de prévisions de trajectoire fournies par le C.N.E.S. Les passages intéressants sont retenus et la demande de télécommande des satellites est soumise à l'acceptation du Satellite Controller à Ottawa.

La figure 2 représente, en coordonnées géographique, pour un certain nombre de passages, les trajectoires des satellites ainsi que les positions du sondeur à diffusion de Saint Santin et de la station ionosphérique en contre bas de Garchy.

Les données du sondeur à diffusion ont été interpolées, dans chacun des cas, à l'instant qui correspond à l'enregistrement de la trace extraordinaire fournie par le satellite, ceci dans le but d'avoir des données simultanées.

1.4. Comparaison des données

Dans un premier temps, il a paru indispensable de comparer entre elles les mesures de densité électronique fournies par le sondeur à diffusion et le sondeur en contre haut.

Le tableau 1 présente vingt passages qui ont servi à faire cette comparaison. On a constaté que le profil obtenu par le sondeur à diffusion, s'il coïncidait très bien, après étalonnage, avec le profil en contre bas fourni par l'ionosonde de Garchy, se trouvait toujours situé plus bas, en altitude, que le profil en contre haut fourni par le satellite.

De plus, l'écart entre les deux profils, pour une même densité, augmente en fonction de l'altitude, comme on le voit sur la figure 3.

Ces deux remarques nous ont amené, au cours d'une analyse critique des données de sondage par diffusion, à considérer l'influence de l'effet Faraday qui, jusque là, avait été négligée dans les mesures de densité électronique.

En effet, l'onde émise à Saint Santin et l'antenne de réception à Nançay sont polarisées linéairement dans la direction Est - Ouest. Au cours de la propagation, le champ électrique de l'onde tourne, sous l'effet de l'anisotropie du milieu.

A la réception, par conséquent, l'angle entre le champ électrique et la direction Est - Ouest n'est pas négligeable.

Le signal reçu, plus faible que le signal réellement diffusé, conduit à une sous-estimation de la densité électronique, proportionnelle à la puissance du signal.

On a, dans ces conditions, calculé le coefficient de correction k variable en fonction de l'altitude et de la densité électronique.

Le détail de ces calculs et l'organigramme du programme de correction, qui est appliqué maintenant de façon systématique à toutes les données du sondeur à diffusion, sont exposés dans l'annexe 1.

Une fois cette correction appliquée, on a constaté que les profils de densité électronique fournis à la fois par le sondeur à diffusion et le sondeur en contre haut étaient en bon accord, l'écart en altitude pour une même densité électronique étant, pour la plupart des cas, inférieure à l'erreur définie plus haut. La figure 4 présente quelques unes de ces comparaisons.

Les quelques autres cas où l'écart est plus important peuvent s'expliquer par des variations rapides de la densité électronique. Celles-ci ont pour conséquence une propagation oblique de l'onde émise par le sondeur en contre haut et des difficultés d'interpolation dans le temps (Fleury, Taïeb, 1971).

La figure 5 présente un de ces cas qui correspond aux variations de densité électronique de la figure 1.

2° PARTIE :

LES EQUATIONS DE LA DIFFUSION DANS LA HAUTE IONOSPHERE

2.1. Introduction et rappels

On se propose, dans cette seconde partie, de replacer l'ensemble des données qu'on possède dans un cadre théorique, pour arriver à déterminer les compositions ioniques dans la haute ionosphère.

Pour cela, on a mis au point une méthode de calcul basée sur les équations de la diffusion, moyennant certaines hypothèses.

On applique cette méthode aux cas que l'on possède et que l'on a présentés dans la première partie et on expose les résultats obtenus.

Pour décrire les processus physiques régissant la distribution des particules ionisées dans la haute ionosphère, on fait les hypothèses suivantes :

Ha - On suppose que le plasma est complètement ionisé et qu'il ne comporte que deux espèces d'ions, les ions H^+ et O^+. On reviendra plus loin sur cette hypothèse.

Hb - Les gradients verticaux de toutes les quantités qu'on cherche à déterminer sont beaucoup plus importants que les gradients horizontaux. Cette hypothèse est certainement vérifiée, aux latitudes moyennes, en dehors des heures de lever et de coucher du soleil.

Hc - Les vitesses relatives des ions et des électrons sont faibles, les forces coulombiennes qui existent entre eux tendant à les ramener les uns vers les autres, de sorte que les deux espèces diffusent à la même vitesse.

Hd - Les deux hypothèses précédentes permettent de négliger l'influence du champ magnétique terrestre en considérant la projection de toutes les grandeurs utilisées suivant la verticale.

He - L'équilibre stationnaire du plasma est atteint, ce qui est justifié en dehors des heures de lever et de coucher de soleil, le terme de transport de l'ionisation étant beaucoup plus grand que sa variation en fonction du temps.

Dans ces conditions, un constituant du plasma est en équilibre sous l'action des gradients de pression partielle, de la pesanteur et des forces d'interaction avec les autres espèces ionisées.

L'équation d'équilibre de ce constituant peut se déduire de l'équation du transfert de moment de Boltzmann. On utilise, dans ce qui suit, les résultats du traitement théorique de cette équation effectué par Burgers (1960) et repris par Schunk et Walker (1969).

On suppose, en outre, que les deux espèces d'ions ont la même température T_i et on appelle T_e la température des électrons. L'indice 1 se rapporte aux ions H^+, l'indice 2 aux ions O^+ et l'indice 3 aux électrons.

L'équation d'équilibre des électrons s'écrit :

$$(1) \qquad \frac{1}{n_3} \nabla P_3 = - eE - \frac{3}{2} D_3 k \nabla T_e$$

expression dans laquelle on a négligé le terme dépendant de la masse des électrons. P_i, n_i, Z_i sont la pression partielle, la concentration et le nombre de charge de chacun des constituants . Il est possible de tirer le champ électrique de polarisation E de cette expression et de le reporter dans les équations d'équilibre des ions qui s'écrivent alors :

$$(2) \qquad \nabla \text{Log } n_1 = \frac{m_1 G}{k T_i} - \nabla \text{Log } T_i - Z_1 \frac{T_e}{T_i} \nabla \text{Log } n_3$$

$$- \frac{Z_1}{T_i} \nabla T_e - \beta \nabla \text{Log } T_i + \frac{D_1}{T_i} \nabla T_e$$

$$(3) \qquad \nabla \text{Log } n_2 = \frac{m_2 G}{kT_i} - \nabla \text{Log } T_i - Z_2 \frac{T_e}{T_i} \nabla \text{Log } n_3$$

$$- \frac{Z_2}{T_i} \nabla T_e + \gamma \nabla \text{Log } T_i - \frac{D_2}{T_i} \nabla T_e$$

γ, β, D_1, D_2 et D_3 étant des coefficients dont l'expression est donnée dans l'annexe 2 et qui proviennent de l'évaluation des différents termes d'interaction avec coupure à la longueur de Debye. G est le vecteur accélération de la pesanteur.

Compte tenu des hypothèses faites, ces équations se simplifient. On voit d'abord que D_1 et D_2 sont nuls puisque $Z_1 = Z_2 = 1$.
Si on écrit que la densité électronique n_3 est égale à la somme des densités ioniques, on tire de (2) et de (3) une nouvelle expression de l'équation d'équilibre des électrons, soit :

$$(4) \qquad \nabla \text{Log } n_3 = \left(\frac{\langle m \rangle G}{kT_i} - \nabla \text{Log } T_i - \frac{1}{T_i} \nabla T_e \right) \left(\frac{T_i}{T_e + T_i} \right)$$

$\langle m \rangle$ étant la masse ionique moyenne donnée par

$$(5) \qquad \langle m \rangle = \frac{m_1 n_1 + m_2 n_2}{n_1 + n_2}$$

Si on appelle H l'échelle de hauteur de la densité électronique on obtient alors :

$$(6) \qquad H = \frac{T_e + T_i}{\frac{\langle m \rangle G}{k} + \frac{d(T_e + T_i)}{dz}}$$

En remplaçant $\nabla \mathrm{Log}\ n_3$ par son expression dans (2) et (3) on obtient les équations d'équilibre des ions :

$$(7)\qquad \frac{1}{n(H^+)}\frac{dn(H^+)}{dz} = -\frac{1}{T_e+T_i}\frac{d(T_e+T_i)}{dz} - \frac{m(H^+)g}{kT_i} + \frac{<m>g}{kT_i}\frac{T_e}{T_e+T_i} - \beta\frac{1}{T_i}\frac{dT_i}{dz}$$

$$(8)\qquad \frac{1}{n(o^+)}\frac{dn(o^+)}{dz} = -\frac{1}{T_e+T_i}\frac{d(T_e+T_i)}{dz} - \frac{m(o^+)g}{kT_i} + \frac{<m>g}{kT_i}\frac{T_e}{T_e+T_i} + \gamma\frac{1}{T_i}\frac{dT_i}{dz}$$

Des équations précédentes, il est possible de tirer l'expression de la masse ionique moyenne soit :

$$(9)\qquad <m> = \frac{n_{zm}(H^+)\, m(H^+)\, F(\beta,T_i) + n_{zm}(o^+)\, m(o^+)\, G(\gamma,T_i)}{n_{zm}(H^+)\, F(\beta,T_i) + n_{zm}(o^+)\, G(\gamma,T_i)}$$

avec $$F(\beta,T_i) = \exp\left\{-\int_{z_m}^{z}\left[\frac{m(H^+)g}{kT_i} + \beta\frac{1}{T_i}\frac{dT_i}{dz}\right]dz\right\}$$

et $$G(\gamma,T_i) = \exp\left\{-\int_{z_m}^{z}\left[\frac{m(o^+)g}{kT_i} - \gamma\frac{1}{T_i}\frac{dT_i}{dz}\right]dz\right\}$$

expression qui ne dépend que de la température ionique et des valeurs initiales des diverses concentrations à une altitude de référence z_m.

On voit que les équations (7), (8) et (9), permettent dans la mesure où on peut déduire des données expérimentales disponibles, les lois de variation en fonction de l'altitude des températures électronique et ionique ainsi que les concentrations à une altitude z_m, de calculer

$n(H^+)$, $n(O^+)$ et $\langle m \rangle$ à toute altitude.

2.2. Influence de la diffusion thermique

Les coefficients β et γ qui apparaissent dans les expressions (2) et (3) sont appelés coefficients de diffusion thermique. On voit que si on les considère comme nuls, on retrouve les expressions couramment utilisées (S.J. Bauer 1969, T.M. Watt 1965).

La diffusion thermique a pour effet d'engendrer un gradient des concentrations relatives dans la direction du gradient de température ou dans la direction opposée.

Jost (1960) a montré que cet effet est étroitement lié à la loi d'interaction entre les molécules de gaz où il agit et qu'il disparaît pour un gaz maxwellien quand les molécules interagissent avec une force en $\frac{1}{r^5}$.

Le transfert de moment des molécules du constituant le plus lourd - 2 - aux molécules du constituant le plus léger - 1 - s'écrit, si on suppose une loi d'interaction en $r^{-\nu}$

$$\Delta p \sim (p_2 - p_1)\, v^{(\nu-5)/(\nu-1)} \qquad (10)$$

v étant la vitesse relative de deux molécules d'espèces différentes et p_1 et p_2 leurs moments avant la collision. La moyenne est calculée sur l'ensemble des valeurs possibles de v.

Pour $\nu = 5$, le transfert de moment est proportionnel à la moyenne de la différence des moments des molécules, donc nul si on considère un état d'équilibre.

En moyenne, une molécule provenant des régions chaudes possède une vitesse supérieure à une autre provenant des régions froides, ceci

d'autant plus que la molécule est légère.

La loi d'interaction entre les ions H^+ et O^+ est coulombienne. On voit que dans ce cas ($\nu = 2$) les collisions qui dominent sont celles qui ont des vitesses relatives faibles, c'est à dire les collisions mettant en jeu les particules légères venant des régions les plus froides. Dans ces conditions, les particules lourdes repoussent les particules légères vers le bas. L'effet de la diffusion thermique est donc d'augmenter la proportion des ions H^+ vers le bas, cet effet croissant avec le rapport $n(O^+)/n(H^+)$. De même, la proportion des ions O^+ va se trouver accrue vers le haut, d'autant plus que le rapport $n(O^+)/n(H^+)$ est faible.

2.3. Température des électrons

La température électronique T_e dans l'ionosphère est gouvernée par l'équation d'équilibre du gaz d'électrons (Geissler and Bowhill, 1965) :

$$(11) \qquad C \frac{\partial T_e}{\partial t} = Q - L_{cond} - L_{coll}$$

C étant la capacité calorifique du gaz d'électrons, Q l'apport d'énergie par les photoélectrons, L_{cond} la perte d'énergie par conduction thermique et L_{coll} la perte d'énergie par collisions avec les neutres d'une part, avec les ions d'autre part.

On suppose que le premier membre de l'équation est petit devant les termes du second membre. Ceci est vérifié le jour puisque $C \frac{\partial T_e}{\partial t}$ est de l'ordre de quelques eV cm^{-3} s^{-1} (P. Bauer, G. Lejeune, M. Petit, 1970), tandis que Q et L_{cond} sont de l'ordre de 10^2 eV $cm^{-3} s^{-1}$. Vers 500 km l'équation se réduit à :

$$(12) \qquad Q - L_{cond} - L_{coll} = 0$$

En outre, les termes de perte d'énergie sur les neutres et sur les ions décroissent très vite avec l'altitude et deviennent négligeables dans la haute ionosphère, au-dessus de 400 km.

L'équation s'écrit alors :

$$(13) \quad Q = L_{cond}$$

C'est à dire que l'énergie fournie au gaz d'électrons par les photoélectrons est évacuée en majeure partie par la conduction thermique. Cette énergie n'est pas créée localement et sa détermination précise est compliquée. On peut cependant l'évaluer comme :

$$(14) \quad Q = qN_e$$

q étant l'énergie reçue par chaque électron du gaz.

Bauer et al. (1970) ont montré que q dépendait très peu de l'altitude dans la haute ionosphère.

Le terme L_{cond} est donné par :

$$(15) \quad L_{cond} = -\frac{d}{dz} \left(K \sin^2 I \, T_e^{5/2} \frac{dT_e}{dz} \right)$$

K étant le coefficient de conduction thermique du gaz d'électrons, égal à :

$$7{,}7.10^5 \text{ eV cm}^{-1} \text{ K}^{-7/2} \text{ s}^{-1}$$

I est l'inclinaison du champ magnétique au-dessus de Saint-Santin. Si on admet que la densité électronique varie comme :

$$N_e = N_{eo} \frac{z_o^3}{z^3}$$

N_{eo} étant la densité électronique à l'altitude Z_o, loi qui fournit une bonne approximation de la variation de N_e dans la haute ionosphère, on peut alors résoudre l'équation d'équilibre, ce qui donne :

$$(16) \qquad T_e = \left[\frac{7qN_o z_o^3}{4K\sin^2 I} \frac{1}{z} + \frac{7}{4} \frac{N_o z_o q}{K\sin^2 I} z \right.$$

$$\left. + T_{eo}^{7/2} - \frac{7}{2} \frac{qN_o z_o^2}{K\sin^2 I} \right]^{2/7}$$

T_{eo} étant la température électronique à l'altitude z_o.

En pratique, on remarque que la quantité $T_e^{7/2} \times z$ est de la forme :

$$(17) \qquad T_e^{7/2} \times z = A + Bz + Cz^2$$

Il suffit alors, pour déterminer A, B et C d'effectuer un lissage parabolique de cette quantité à partir des mesures du sondeur à diffusion aux altitudes les plus élevées atteintes par cet instrument.

2.4. Température des ions

Pour déterminer la température des ions T_i, il est théoriquement possible d'utiliser une relation analogue à celle qui gouverne la température des électrons.

L'énergie fournie aux ions par les collisions avec les électrons L_{ei} est dissipée par les collisions avec les neutres d'une part, par la conduction d'autre part, soit :

$$(18) \qquad L_{ei} - L_{in} = L_{cond}$$

Les échanges d'énergie ions-neutres les plus importants dans la haute ionosphère sont ceux des ions O^+ et H^+ avec les atomes neutres d'hydrogène (Banks, 1967) soit :

$$(19) \qquad L_{in} = 0{,}21\ n(o^+)\ n(o)\ (T_i + T_n)^{1/2}\ (T_i - T_n)$$

$$+ 0{,}40\ n(o^+)\ n(H)\ T_n^{1/2}\ (T_i - T_n) \qquad (10^{-14}\ \text{eV cm}^{-3}\ \text{s}^{-1})$$

n(H) et n(O) étant respectivement les densités d'hydrogène et d'oxygène neutre à chaque altitude et T_n la température de l'atmosphère neutre.

Le terme L_{ei} peut s'évaluer comme :

$$(20) \qquad L_{ei} = \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}}\ N_e \left[4{,}8.10^{-7}\ n(o^+) + 7{,}7.10^{-6} n(H^+) \right.$$

$$\left. + 1{,}9\ 10^{-6}\ n(H_e^+) \right]$$

en eV cm^{-3} s^{-1}.

Enfin, le terme de conduction est donné par :

$$(21) \qquad L_{cond} = \frac{d}{dz} \left[1{,}2\ 10^4 \left(n(o^+) + 2n(H_e^+) \right.\right.$$

$$\left.\left. + 4\ n(H^+) \right) \sin^2 I\ \frac{T_i^{5/2}}{N_e}\ \frac{dT_i}{dz} \right]$$

Cependant, on voit que dans les différents termes, la contribution des ions d'hélium n'est pas négligeable même si leur densité dans l'ionosphère, que nous avons considérée comme nulle, est très faible.

En outre, la résolution de ces équations suppose l'utilisation d'un modèle d'atmosphère neutre, tel que celui de Jacchia (1970), ce qui alourdit notablement le programme de calcul et introduit de nouvelles incertitudes.

En pratique, on a été amené à choisir une loi de variation de T_i qui satisfasse à trois conditions :

1 - la température ionique tend vers la température électronique, le jour, aux hautes altitudes (Geissler et Bowhill 1965, Banks(1) 1967).

2 - Elle doit coïncider à basse altitude avec les valeurs de température mesurées par le sondeur à diffusion.

3 - L'écart maximum de la température ionique et de la température électronique se situe vers 500 kilomètres, de jour, aux latitudes moyennes (Evans, 1969).

Pour cela, on a utilisé une loi de la forme :

$$(22) \qquad T_i = T_e - (T_{eo} - T_{io}) \frac{z}{z_o} \exp\left(\frac{z - z_o}{500}\right)$$

T_{io} et T_{eo} étant les températures ionique et électronique mesurées par le sondeur à diffusion à l'altitude la plus élevée z_o. Cette loi n'est valable qu'au dessus du maximum de la région F.

On a supposé, pour simplifier les calculs que les températures des ions H^+ et O^+ étaient égales dans la région considérée. Un calcul théorique effectué par Banks (2) (1967) estime la différence de ces températures en tout cas inférieure à 150° au-dessus de 500 km, l'influence de l'atmosphère neutre devenant négligeable

Pour les cas de nuit, la situation est différente. Seuls les termes L_{cond} et L_{coll} restent non nuls, dans l'équation (11) en dehors des périodes de coucher et de lever du soleil. Cependant, les échanges d'énergie électrons-ions L_{ei} qui sont comparativement négligeables de jour, deviennent ici déterminants. Il en résulte que les profils de T_e et T_i sont physiquement très couplés et qu'on ne peut plus les estimer de façon séparée.

On verra plus loin que, dans le but d'éviter d'avoir à introduire une résolution d'équations différentielles supplémentaire, T_e et T_i sont évalués de façon très sommaire.

2.5. Résolution des équations

Ainsi qu'on l'a vu plus haut, il est nécessaire, pour résoudre les équations obtenues au paragraphe 2.1., d'introduire comme paramètre la densité d'hydrogène ionisé $n_{zm}(H^+)$ à une altitude z_m, la densité d'oxygène $n_{zm}(O^+)$ pouvant alors se déduire de la densité électronique à la même altitude :

$$n_{zm}(O^+) = N_{e_{zm}} - n_{zm}(H^+)$$

En outre, compte tenu de l'erreur qu'on commet sur la détermination expérimentale de la densité électronique (et qu'on a déterminée dans la première partie) il faut que la densité $n_{zm}(H^+)$ soit au moins égale à 5% de la densité totale pour que le résultat soit significatif.

Dans ces conditions, on a choisi dans chacun des cas, d'effectuer le calcul à partir du haut, c'est à dire de se fixer z_m légèrement en-dessous du satellite et de résoudre les équations en descendant, pour diverses valeurs du paramètre $n_{zm}(H^+)$.

Les équations (7) et (8) qui donnent la valeur de $n(H^+)$ et de $n(O^+)$ à une altitude quelconque sont résolues par une méthode de Runge-Kutta, la masse ionique moyenne étant évaluée chaque fois que c'est nécessaire à l'aide de l'équation (9).

Les coefficients de diffusion thermique sont calculés par un sous- programme utilisant les formules données dans l'annexe 2.

A chaque pas, on calcule :

$$N_e = n(H^+) + n(O^+)$$

ainsi que l'échelle de hauteur de la densité électronique donnée par l'équation (6).

La comparaison de ces deux grandeurs avec les données expérimentales permet alors d'ajuster le paramètre de départ $n_{zm}(H^+)$ et de contrôler la validité de la méthode. La figure 6 représente les valeurs de l'échelle de hauteur en fonction de l'altitude calculées pour différentes valeurs de ce paramètre, pour un des exemples traités.

Pour les cas de nuit, on doit opérer d'une manière différente car on a montré dans les paragraphes 2.3 et 2.4 que les lois de variation des température électronique et ionique étaient dificiles à déterminer. On suppose donc que T_i et T_e sont égales, ce qui n'est probablement pas tout à fait vrai, mais permet dans un premier stade d'obtenir une solution sans alourdir excessivement les calculs. Le paramètre utilisé étant $n_{zm}\ (O^+)$, on se sert cette fois des valeurs expérimentales de l'échelle de hauteur pour déterminer la loi de variation de la température. Pour cela, on effectue une régression sur ces valeurs expérimentales de proche en proche, ce qui permet de déduire l'enveloppe de la courbe de température en imposant une condition de continuité sur sa pente. En outre, aux altitudes les plus élevées du profil, la masse ionique moyenne est pratiquement égale à 1 u. m. a. ce qui permet à l'aide de la formule (6) de connaître approximativement $T_e + T_i$ et $\frac{d(T_e + T_i)}{dz}$ au sommet de la région étudiée..

On a appliqué ce calcul à tous les cas disponibles. Pour présenter les résultats, on distingue successivement les cas de jour et les cas de nuit.

3eme PARTIE :

RESULTATS ET DISCUSSION

3.1. Cas de Jour

La majorité de ces cas, comme on peut s'en rendre compte sur le tableau 1, correspondent à un passage de satellite à une altitude inférieure ou égale à 1000 km. Pour tous ces cas, on a obtenu une densité d'ions hydrogène n_{zm} (H^+) nettement inférieure à la valeur limite définie dans le paragraphe précédent et par conséquent, une masse ionique moyenne pratiquement égale à 16 u. m. a. L'accord avec les valeurs expérimentales de densité électronique est excellent dans tous les cas jusqu'à environ 500 km d'altitude, ce qui confirme la validité du modèle de température choisi.

Les quelques cas qui correspondent à un passage à une altitude nettement supérieure ont été étudiés avec le plus grand soin.

La figure 7 et la figure 8 représentent les variations de la densité électronique et de l'échelle de hauteur calculées et comparées avec les valeurs expérimentales pour deux de ces cas, les satellites gravitant à des altitudes supérieures à 2000 km.

On a également représenté sur ces figures la variation de la densité des ions hydrogène et de la masse ionique moyenne ainsi que les profils de T_e et de T_i utilisés et donnés par les lois définies dans les paragraphes 2.2 et 2.3.

Les courbes représentant $n(H^+)$ en pointillés sont les valeurs obtenues quand on suppose que β et γ sont nuls dans les équations (7), (8) et (9).

On voit que l'accord avec les valeurs expérimentales de la densité électronique et de son échelle de hauteur est très bon.

Il faut cependant noter que pour un autre cas, l'accord n'a été obtenu qu'avec une température électronique supérieure à la température théorique d'environ 10% à 2500 km. Ce fait est probablement à rapprocher de l'augmentation d'activité géomagnétique qui s'est produite ce jour-là (12.05.70).

3.2. Cas de nuit

La figure 9 présente les variations des différentes concentrations et de la température électronique déterminées pour un des cas.

Les valeurs de T_e (supposée égale à T_i) obtenues à chaque altitude et représentées sur la figure 9(c) doivent être, en réalité, beaucoup plus proches de la moyenne de ces deux températures. Un calcul plus compliqué devrait permettre, en évaluant les termes L_{ei} , L_{in} et L_{en} définis aux paragraphes 2.3 et 2.4, ainsi que les flux de conduction, de séparer ces deux températures. Les résultats obtenus alors pour les concentrations ne devraient cependant pas être très différents.

On voit que la température est constante jusqu'à environ 900 km d'altitude. Cet effet est dû à l'importance des échanges de chaleur des électrons et des ions avec les neutres, ce qui oblige T_i à rester égale à la température de l'atmosphère neutre T_n jusqu'à des altitudes beaucoup plus élevées que le jour. On a représenté la variation de T_n en fonction de l'altitude déterminée à partir des mesures du sondeur à diffusion (P. Bauer, P. Waldteufel, D. Alcayde, 1970).

On voit également que le niveau correspondant à 50% d'ions O^+ se situe beaucoup plus bas que le jour, ce que les travaux théoriques de Hanson et Ortenburger (1961) avaient laissé prévoir, la température ionique étant plus faible.

L'inflexion beaucoup plus nette que de jour du profil de densité électronique peut s'expliquer de cette manière. Watt (1965) a émis une remarque analogue mais ses conclusions sont basées sur une température électronique variant linéairement en fonction de l'altitude.

La procédure ci-dessus n'a été appliquée à l'heure actuelle qu'à deux cas de nuit car elle est assez lourde. Les résultats obtenus sont semblables pour le deuxième cas, seule l'altitude à partir de laquelle T_i devient nettement supérieure à T_n est plus basse.

Pour les cas de jour comme pour les cas de nuit, on constate que les courbes théoriques de densité électronique s'écartent des courbes expérimentales en dessous de 600 km. Ceci amène à discuter l'hypothèse de l'équilibre diffusif.

3.3. Equilibre diffusif

L'ensemble du plasma dans l'ionosphère possède une vitesse de diffusion W_D sous l'effet de certains processus parmi lesquels on peut citer :

- les mouvements de l'atmosphère neutre qui entraînent, par collisions élastiques, les ions à se déplacer suivant les lignes de force du champ magnétique.

- les processus physico-chimiques de production et de recombinaison.

- les échanges d'ionisation entre le bas et le haut de l'ionosphère.

L'équation d'équilibre du plasma s'écrit, si on tient compte de cette vitesse de diffusion (Rishbeth, Garriott, 1969):

$$(23) \qquad W_D = - D_a \sin^2 I \left\{ \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dz} + \left[\frac{\langle m \rangle g}{k} + \frac{d(T_e + T_i)}{dz} \right] \frac{1}{T_e + T_i} \right\} \frac{T_e + T_i}{2T_i}$$

D_a étant le coefficient de diffusion ambipolaire donné par :

$$(24) \qquad D_a = \frac{2kT_i}{m_i \nu_{in}}$$

ν_{in} étant la fréquence de collisions ions-neutres et I l'inclinaison du champ magnétique au-dessus de Saint-Santin.

A des altitudes élevées, le coefficient D_a devient très grand. Cela suppose que le terme entre crochets est pratiquement nul pour que la vitesse W_D garde une valeur finie.

On retrouve alors l'équation d'équilibre (4) du paragraphe I. Le plasma est dit en équilibre diffusif.

Aux altitudes inférieures, vers 500 km environ, une vitesse de diffusion non négligeable va se traduire par le fait que la quantité entre accolades n'est pas nulle.

Si on appelle échelle de hauteur expérimentale la quantité

$$(25) \qquad H_{exp} = -\frac{1}{N_e}\frac{dN_e}{dz}$$

N_e étant la densité électronique expérimentale, et échelle de hauteur théorique H_{Th} celle qui est donnée par l'équation (6) du paragraphe I, on doit avoir :

$$(26) \qquad \frac{1}{H_{Th}} - \frac{1}{H_{exp}} \neq 0$$

Ceci se traduit bien par l'écart qu'on observe entre les valeurs de l'échelle de hauteur calculée et de l'échelle de hauteur expérimentale. On a représenté sur la figure 10 quelques exemples de variation de ces deux échelles de hauteur en fonction de l'altitude dans la région 300-700 km, l'échelle de hauteur théorique étant calculée directement à partir des mesures de températures du sondeur à diffusion. On voit que l'équilibre diffusif n'est pas réalisé en dessous de 500 km, parfois même à une altitude supérieure.

Ceci confirme l'intérêt de résoudre les équations de la diffusion à partir du haut, dans une région où l'hypothèse de l'équilibre diffusif est sûrement justifiée.

Une étude basée sur des exemples plus nombreux doit permettre d'estimer le terme W_D et les variations du niveau à partir duquel on peut dire que l'équilibre est diffusif.

3.4. Distribution des ions H^+

Pour vérifier l'ordre de grandeur des concentrations $n(H^+)$ déterminées par cette méthode, on ne dispose que de très peu de données expérimentales.

Il est cependant intéressant de comparer les concentrations obtenues dans la région 500 - 900 km à celles qu'on obtient en utilisant l'hypothèse de l'équilibre chimique.

Dans cette région, en effet, la distribution des ions O^+ majoritaires et des électrons obéit à des conditions d'équilibre dans lesquelles la diffusion est dominante.

Les ions H^+, minoritaires, sont, eux, soumis à des processus chimiques qui conditionnent leur distribution.

En effet, les potentiels d'ionisation des ions H^+ et des ions O^+ sont extrêmement voisins, de sorte que la réaction d'échange de charges :

$$(27) \qquad H^+ + O \rightleftharpoons H + O^+$$

peut gouverner la distribution des H^+ et établir un équilibre chimique dont les concentrations (Hanson, Ortenburger, 1961) sont telles que :

$$(28) \qquad n(H^+) = \frac{9}{8} \frac{n(H)\ n(O^+)}{n(O)}$$

n(H) et n(O) étant les densités d'hydrogène et d'oxygène neutres.

Si on choisit un modèle d'atmosphère neutre tel que celui de L. Jacchia (1970) correspondant à la valeur de T_n mesurée, on peut, à chaque altitude, calculer $n(H^+)$ puisqu'on connaît la valeur de la densité électronique N_e :

$$(29) \qquad N_e = n(H^+) + n(O^+)$$

On a calculé, pour chacun des cas à l'aide du modèle neutre correspondant, la concentration $n(H^+)$ imposée par l'équilibre chimique et on a représenté sur chaque figure la courbe de densité correspondante.

Pour les cas de jour, cela n'apporte que peu de renseignements. La zone de transition chimie-diffusion est difficile à déterminer. En effet, les deux régimes peuvent coexister dans une certaine tranche d'altitude sans que cela soit visible par comparaison avec les données expérimentales, l'ion H^+ étant minoritaire.

Un essai de détermination du niveau a été fait par Hanson mais il est limité par la mauvaise connaissance qu'on possède du coefficient de diffusion des ions H^+ à travers le gaz d'ions O^+.

Pour les cas de nuit, le résultat est beaucoup plus intéressant. Comme on peut le constater sur la figure 9, la distribution des ions H^+ dans les deux cas, équilibre chimique et équilibre hydrostatique, est rigoureusement la même. Cette similitude est parfaitement explicable pour les cas de nuit où T_i est égale à T_n.

En effet si on exprime, pour simplifier, la distribution des différentes particules en terme de hauteur réduite ε caractérisant une particule de masse 1 u. m. a., l'unité de ε étant :

$\frac{R_T T_n}{g}$ on a :

$$n(H) \sim e^{-\varepsilon}$$

$$n(O) \sim e^{-16\varepsilon}$$

d'après les équations de l'équilibre hydrostatique.

L'ion O^+ étant dominant, la masse ionique moyenne est égale à 16 u. m. a. Les échelles de hauteur H_1 et H_2 des ions O^+ et H^+ sont alors (Rishbeth et al.,1969) :

$$(30) \qquad H_1 = \frac{kT_i}{(m(O^+) - \frac{1}{2}\langle m\rangle)g} = \frac{kT_i}{+8g}$$

$$(31) \qquad H_2 = \frac{kT_i}{(m(H^+) - \frac{1}{2}\langle m\rangle)g} = \frac{kT_i}{-7g}$$

soit des distributions :

$$n(O^+) \sim e^{-8\varepsilon}$$

$$n(H^+) \sim e^{-7\varepsilon}$$

par ailleurs, la distribution $n(H^+)$ à l'équilibre chimique est donnée par :

$$n(H^+) \sim n(H)\, n(O^+) / n(O)$$

soit $$n(H^+) \sim e^{+7\varepsilon}$$

puisque $T_i = T_n$

On a donc bien, dans les deux cas, la même forme de distribution. Cette constatation permet de déterminer les concentrations $n(H^+)$ et $n(O^+)$ malgré les réserves qu'on a émises sur les lois de variation des températures électronique et ionique.

Elle permet également de confirmer la validité du modèle d'atmosphère neutre utilisé.

Les densités $n(H^+)$ obtenues pour les cas de jour semblent inférieures à celles que laissaient prévoir les calculs effectués par S.J. Bauer (1966, 1969) ou Smith (1968) pour des altitudes égales. Le niveau d'égalité des concentrations $n(H^+)$ et $n(O^+)$ est supérieur, de jour, à 1500 km pour tous les cas traités tandis que Bauer le situe vers 1000 km.

Cependant une expérience de mesure des concentrations ioniques effectuée par Hoffman (1969) le 16 Août 1966 à 18 h 34 à une latitude de 38° a donné des ordres de grandeur comparables à ceux qu'on obtient, à 1000 km d'altitude.

Les résultats expérimentaux de Prasad (1970) obtenus à l'aide du sondeur à diffusion incohérente d'Arecibo au cours des années 1966 et 1967 situent également le niveau 50% d'O^+ au-dessus de 1000 km le jour, ce niveau montant en outre avec l'activité solaire.

On voit enfin, d'après les figures 7 et 8 que l'introduction des coefficients de diffusion thermique dans les équations du paragraphe I entraînent bien une augmentation de la densité $n(H^+)$ vers le bas de l'ionosphère.

3.5. Présence d'autres ions dans l'ionosphère

Dans l'hypothèse Ha du paragraphe I, on a supposé qu'il n'existait que deux espèces d'ions dans la région de l'ionosphère qu'on étudie.

Cependant deux autres espèces s'y trouvent probablement : les ions azote atomique N^+ et les ions hélium H_e^+.

Les ions N^+ ont certainement une concentration très faible. Hoffman (1967) estime celle-ci à 10% de $n(O^+)$ vers 1000 km. Les masses des ions N^+ et O^+ étant très voisines, leurs distribution sont semblables. On peut estimer que les densités $n(O^+)$ calculées sont en fait la somme de la densité réelle $n(O^+)$ et d'une très faible densité $n(N^+)$ sans que cela modifie les conclusions qu'on peut tirer de l'étude. La présence des ions hélium est beaucoup plus préoccupante et elle doit dépendre des conditions d'activité solaire. Les mesures de concentration déjà citées effectuées par Hoffman(1969) donnent une densité $n(H_e^+)$ égale à 1% de la densité $n(O^+)$ et à 10% de $n(H^+)$ à 1000 km d'altitude.

Un autre résultat expérimental publié par Taylor et al (1965) à partir des mesures du satellite OGO-6 indique un rapport $n(H^+)/n(H_e^+)$ de l'ordre de 100 à 1500 km d'altitude.

Ceci semble confirmer l'hypothèse Ha. Cependant, il est facile d'introduire dans le calcul une équation relative aux ions H_e^+ analogue aux équations (7) et (8) du paragraphe I et le terme correspondant dans l'équation (9).

Cela implique cependant qu'on introduise comme paramètres à la fois $n_{zm}(H^+)$ et $n_{zm}(H_e^+)$ et qu'on n'obtienne alors qu'un champ de valeurs pour $n(H^+)$ et $n(H_e^+)$ à chaque altitude. Pour réduire cette incertitude on envisage actuellement d'obtenir quelques mesures de concentration ionique du satellite OGO-6 au-dessus de Saint-Santin à diverses époques et à diverses heures.

CONCLUSION

La possibilité de disposer d'un certain nombre de données expérimentales obtenues simultanément par les satellites et par le sondeur à diffusion a permis de mener une étude sur la haute ionosphère .

Par comparaison directe des mesures de densité électronique, on a pu mettre en évidence l'importance de l'effet Faraday sur les mesures du sondeur à diffusion et des irrégularités de l'ionisation sur celles des satellites.

Une méthode de détermination de la composition ionique, tenant compte des derniers développements théoriques a été proposée et discutée.

Les résultats obtenus sur un nombre de cas relativement faible ont permis de vérifier la validité des hypothèses et la qualité des modèles choisis. On a pu constater que l'influence de la diffusion thermique est bien d'accroître la concentration des ions H^+ à basse altitude mais qu'elle est relativement peu importante.

On a observé une forte variation diurne de la concentration des ions H^+, ce que des résultats antérieurs avaient laissé prévoir, cette variation semblant être de plus en plus forte avec l'altitude. Le peu de cas de nuit dont on dispose ne permet pas de confirmer pleinement cette observation pour l'instant.

La prospection systématique des données et la rationalisation des programmes d'interpolation et de calcul qui ont été entreprises permettront, dans les mois à venir, de mieux connaître les variations de la composition ionique de la haute ionosphère en fonction de l'heure de la saison ou de l'activité solaire.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier M. Delloue qui m'a initié à la géophysique ainsi que MM. Thué, Reyssat, Hiéblot et Du Castel qui ont bien voulu m'accueillir au C.N.E.T.

Ce travail a été rendu possible grâce à la participation des techniciens qui s'occupent du fonctionnement du sondeur à diffusion et des techniciens du C.N.E.S. qui assurent la réception des données des satellites.

Je tiens également à remercier M. Taïeb qui m'a proposé le sujet et qui m'a guidé dans mes recherches ainsi que MM. Petit, Waldteufel, Bauer, Vasseur et Lejeune dont les conseils et les observations m'ont beaucoup aidé.

Enfin, je remercie tous les gens qui ont participé à l'analyse des données : Mme Adane et MM. Boullet, Davoust, Gamelon et Lelec ainsi que ceux qui m'ont aidé dans la mise au point de mes calculs : Mme Breuil et M. Poinsard.

Le sondeur à diffusion a été construit au Centre National d'Etudes des Télécommunications sur crédits du Centre National d'Etudes Spatiales. Son fonctionnement est financé par le Centre National de la Recherche Scientifique.

Les données des satellites ISIS, réalisés par le CRC (Canada) et lancés par la NASA, (USA), ont pu être reçues à la station de télémesure du CNES grâce à la collaboration du groupe de travail international ISIS et analysées dans le cadre de la convention 70/CNES/259.

BIBLIOGRAPHIE

P. Banks (1)
Ion temperature in the upper atmosphere
J. Geophys. Res., 72, 3365, (1967)

P. Banks (2)
The temperature coupling of ions in the ionosphere
Planet. Space Sci., 15, 77, (1967)

P. Bauer, G. Lejeune, M. Petit
Thermal coupling between the upper F2-region and the magnetosphere : heat fluxes and energy production
Planet. Space Sci., 18, 1447, (1970)

P. Bauer, P. Waldteufel, D. Alcayde
Diurnal variations of the atomic oxygen density and temperature determined from incoherent scatter measurements in the ionospheric F-region
J. Geophys. Res., 75, 4825, (1970)

S.J. Bauer
Hydrogen and helium ions
Ann. Geophys., 22, 247, (1966)

S.J. Bauer
Diffusive equilibrium in the topside ionosphere
Proc. I E E E, 57, 1114, (1969)

V.P. Bhatnagar
Daytime ion composition in the height range of 150 - 1500 km for solar minimum condition
J. Atmosph. Terr. Phys., 31, 1059, (1969)

H.G. Booker, E.K. Smith
A comparative study of ionospheric measurement techniques
J. atmosph. Terr. Phys., 32, 467, (1970)

J.M. Burgers
Statiscal plasma mechanics
Symposium of plasma dynamics (Ed. F.H. Clauser) p. 119
Addison - Wesley, Reading, Massachusetts

F. Du Castel, H. Carru, M. Petit, P. Waldteufel
Le sondeur ionosphérique à diffusion du C.N.E.T.
L'onde Electrique, 46, 281, (1966)

S. Chandra, B.E. Troy, J.L. Donley, R.E. Bourdeau
OGO-4 Observations of ion composition and temperatures in the topside ionosphere
J. Geophys. Res., 19, 3867, (1970)

K. Davies
Ionospheric Radio Waves, (1969)

J.R. Doupnik, E.R. Schmerling
The reduction of ionograms from the bottom side and topside
Penn. St. U. Sci. Rep., 230, (1965)

J.V. Evans
Theory and practice of ionosphere study by Thomson Scatter Radar
Proc. I E E E, 57, 496, (1969)

L. Fleury, C. Taïeb
Simultaneous measurements of electronic density using topside soundings and incoherent scatter soundings
J. Atmosph. Terr. Phys., 33, 909, (1971)

J.E. Geisler, S.A. Bowhill
Ionospheric temperatures at sunspot minimum
J. Atmosph. Terr. Phys., 27, 457, (1965)

W.B. Hanson, I.B. Ortenburger
Coupling between protonosphere and F-region
J. Geophys. Res., 66, 1425, (1961)

J.H. Hoffman
A mass spectrometric determination of the composition of the nightime topside ionosphere
J. Geophys. Res., 72, 1883 (1967)

J.H. Hoffman
Daytime midlatitude ion composition measurements
J. Geophys. Res., 74, 6281, (1969)

L.G. Jacchia
New static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles
Smithsonian Astrophysical Observatory Spec. Rep., 313, (1970)

J.E. Jackson
Comparison between topside and ground-based soundings
Proc. I E E E, 57, 976, (1969)

W. Jost
Diffusion in solids, liquids, gases
Academic Press (New-York), 495, (1960)

D.R. Moorcroft

Nightime topside ionic composition and temperature over Arecibo, Puerto Rico

J. Geophys. Res., 74, 315, (1969)

M. Petit

Mesure de températures, de densité électronique et de composition ionique dans l'ionosphère par diffusion de Thomson

Ann. Geophys., 24, 1, (1968)

S.S. Prasad

Ionic composition and temperature over Arecibo 2

J. Geophys. Res., 75, 1911, (1970)

F. Ramanantsoa

Périodes d'exploitation du sondeur à diffusion incohérente Saint-Santin - Nançay (1965, 1966, 1967, 1968)

Note technique EST-RSR-GRI n° 49, (1970)

H. Rishbeth, O.K. Garriott

Introduction to ionospheric physics

Academic Press, (1969)

R. Schunk, J.C.G. Walker

Thermal diffusion in the topside ionosphere for mixtures which include multiply-charged ions

Planet. Space Sci., 17, 853, (1969)

P.A. Smith

The determination of vertical distributions of plasma temperature and composition from satellite measurements

J. Atmosph. Terr. Phys., 30, 1203, (1968)

J.A. Stratton
Théorie de l'électromagnétisme
Dunod, (1961)

H.A. Taylor, H.C. Brinton, C.R. Smith
Positive ion composition in the magneto-ionosphere obtained from the OGO-A satellite
J. Geophys. Res., 70, 5769, (1965)

G. Vasseur, R. Feldstein
Calcul de profils d'ionisation à partir de sondages ionosphériques en contrehaut et en contrebas
Annales des Télécommunications, 23, 183, (1968)

T.M. Watt
Studies of the topside ionosphere with the Alouette satellite
Stanford Electronics Laboratories, Technical Rpt. n° 9, (1965)

ANNEXE 1

Influence de l'effet Faraday sur les mesures de densité électronique effectuées par le sondeur à diffusion de Saint-Santin

A.1.1. Rappels

Un signal électromagnétique polarisé linéairement peut être considéré comme la résultante de deux vibrations circulaires de sens opposés. L'une est appelée onde ordinaire, l'autre onde extraordinaire.

S'il existe une anisotropie dans le milieu de propagation telle que celle introduite par le champ magnétique terrestre dans l'ionosphère, les deux vibrations se propagent avec des indices de phase différents et la vibration résultante, toujours linéaire, tourne au cours du trajet. Cet effet est connu sous le nom d'effet Faraday. Si on appelle Ω_+ l'angle de rotation de l'onde ordinaire et Ω_- celui de l'onde extraordinaire au cours d'un parcours s, la résultante a tourné d'un angle (Davies, 1969) :

$$\Omega = \frac{1}{2} (\Omega_+ - \Omega_-) \qquad (32)$$

soit

$$\Omega = \frac{\Pi s}{\lambda_o} (\mu_+ - \mu_-) \qquad (33)$$

$\mu_{\pm}$ étant les indices de phase des ondes ordinaire et extraordinaire, λ_o la longueur d'onde dans le vide et f la fréquence de l'onde émise. Si on appelle f_N la fréquence de plasma du milieu et $\vec{B}$ le champ magnétique terrestre, on sait, d'après la formule d'Appleton-Hartree que si on suppose $f \gg f_N$, on a :

$$(34) \qquad \mu_+ - \mu_- \sim \frac{1}{2} \; \frac{X \sqrt{Y_T^4 + 4(1-X)^2 Y_L^2}}{(1-X)(1-Y_L^2) - Y_T^2}$$

avec

$$X = \frac{f_N^2}{f^2}$$

$$Y_T = f_H/f \quad \sin\theta$$

$$Y_L = f_H/f \quad \cos\theta$$

θ étant l'angle entre la direction de propagation de l'onde et le champ magnétique terrestre et f_H la gyrofréquence du plasma donnée par :

$$f_H = \frac{eB}{2\pi m_e}$$

Si on évalue cette expression dans le cas où :

$$f = 10^3 \text{ MHz}$$

$$f_H = 1 \text{ MHz}$$

$$f_N = 10 \text{ MHz}$$

et $\theta = 37°$ qui sont les ordres de grandeur dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire la propagation de l'onde émise par le sondeur à diffusion du C.N.E.T., on obtient :

$$\mu_+ - \mu_- = 0{,}7969.10^{-7}$$

Si, d'autre part, on simplifie la formule par l'approximation de la propagation longitudinale, ce qui donne :

$$(35)\quad \mu_+ - \mu_- = \frac{XY_L}{1 - Y_L^2}$$

on obtient, pour les mêmes valeurs de f, f_H et f_N :

$$\mu_+ - \mu_- = 0{,}7970.10^{-7}$$

ce qui justifie amplement l'emploi de cette approximation.
On a alors, pour un parcours ds, si $f_H \ll f$:

$$(36)\quad d\Omega = \frac{\Pi ds}{\lambda_o} \frac{XY_L}{1 - Y_L^2} = \frac{\Pi}{C} \frac{f_N^2 f_H \cos\Theta}{f^2} ds$$

qu'on peut encore écrire, si N_e est la densité électronique :

$$(37)\quad \Omega = 2{,}365.10^4 f^{-2} \int_o^s N_e B \cos\Theta \, ds$$

Il s'agit maintenant de préciser le sens de la rotation.
On sait que, pour un observateur regardant dans la direction du champ magnétique, le vecteur $\vec{E}$ de l'onde extraordinaire semble tourner dans le sens des aiguilles d'une montre.
La longueur d'onde extraordinaire étant plus grande que celle de l'onde ordinaire, la variation de phase de celle-ci est la plus grande.

La rotation du vecteur champ électrique de l'onde résultante se fait donc dans le sens de celle du vecteur de l'onde ordinaire, c'est-à-dire dans le sens positif pour le référentiel (Axyz) de la figure 11. Quel que soit le trajet parcouru par l'onde, le champ magnétique gardant la même direction, le sens de rotation de son vecteur champ électrique sera toujours positif.

A.1.2. Evaluation des angles de rotation dans le cas de la propagation Saint- Santin - Nançay.

La figure 11 représente la géométrie de l'expérience. Le champ électrique de l'onde émise à Nançay est dirigé suivant Ax dans le référentiel (Axyz).

On cherche la direction du champ rayonné par le volume diffusant, situé en B, par rapport à l'antenne de Nançay qui est polarisée suivant CI, le référentiel (CXYZ) étant déduit de (Axyz) par une rotation $+\alpha$ autour de Ax, si on appelle α l'angle ABC. On décompose le trajet ABC en deux parties AB et BC. Pour une altitude donnée z, l'angle α est donné par :

$$(38) \qquad \alpha = \text{Arc cotg } \frac{z}{D}$$

D étant la distance de Saint-Santin à Nançay. Elle est égale à 300 km.

Dans le référentiel (Axyz), le champ magnétique est exprimé par :

$$\vec{B} = B \cos 63 \, \vec{j} - B \sin 63 \, \vec{k}$$

L'angle du champ magnétique avec l'horizontale ayant été supposé constant dans la gamme d'altitudes où fonctionne le sondeur à diffusion et égal à 63°.

Si on exprime ce champ dans le référentiel (CXYZ), on a :

$$B_{xyz} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\alpha & \sin\alpha \\ 0 & -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ B \cos 63 \\ -B \sin 63 \end{pmatrix}$$

Pour connaître l'angle entre ce champ et la direction de propagation BC, il suffit d'exprimer le produit scalaire :

$$\vec{B}.(-\vec{K}) = B \cos 63 \sin\alpha + B \sin 63 \cos\alpha$$

$$= B \cos (27 - \alpha)$$

On peut alors évaluer les angles Ω_1 et Ω_2 dont on a tourné le vecteur champ électrique au cours des trajets $\vec{AB}$ et $\vec{BC}$ respectivement .

Si on appelle N^*_{AB} la quantité :

$$(39) \quad N^*_{AB} = \int_A^B N_e \mid \vec{B} \mid dz$$

on peut écrire :

$$N^*_{BC} = N^*_{AB} \sec\alpha$$

et on a :

$$(40) \quad \Omega_1 = 2{,}70.10^{-14} N^*_{AB} \cos 27$$

$$(41) \quad \Omega_2 = 2{,}70.10^{-14} N^*_{AB} \cos (27-\alpha) \sec\alpha$$

A.1.3. Expression du champ électrique reçu à Nançay

On a vu que le champ électrique de l'onde émise à Saint Santin est polarisé linéairement.

Si on exprime ce champ au niveau du volume diffusant, situé en B, dans le repère (Axyz), il faut tenir compte du fait qu'il a tourné,

au cours du trajet AB, d'un angle Ω_1. On a donc :

$$\vec{E} = E\vec{i} \qquad \text{en A}$$

$$\vec{E}' = E\cos\Omega_1 \vec{i} + E\sin\Omega_1 \vec{j} \qquad \text{en B}$$

Si on appelle $\vec{P}$ le moment de polarisation par unité de volume du plasma, $\vec{P}$ est parallèle au champ d'excitation $\vec{E}'$.
On exprime maintenant $\vec{P}$ dans le référentiel (CXYZ), soit :

$$\vec{P} \sim E\cos\Omega_1 \vec{I} + E\sin\Omega_1 \cos\alpha \vec{J} - E\sin\Omega_1 \sin\alpha \vec{K}$$

La direction du champ électrique de l'onde rayonnée par le volume diffusant est alors donnée par (Stratton, 1961) :

$$(42) \qquad \vec{E}'' = -\frac{Cte}{R}(-\vec{K}) \wedge (-\vec{K}\wedge\vec{P})$$

La constante étant fournie par la théorie de la diffusion incohérente.
Soit :

$$\vec{E}'' \sim -E\cos\Omega_1 \vec{I} - E\sin\Omega_1 \cos\alpha \vec{J}$$

On constate que le champ créé par le doublet est encore perpendiculaire à la direction de propagation.
Ce champ subit une deuxième rotation Ω_2, définie ci-dessus, au cours du trajet $\vec{BC}$.
Le champ rayonné par le volume diffusant et effectivement reçu en C, est donc :

$$E_I''' = E_I'' \cos\Omega_2 - E_J'' \sin\Omega_2$$

$$E_J''' = E_J'' \sin\Omega_2 + E_J'' \cos\Omega_2$$

On ne reçoit sur l'antenne à Nançay que la composante suivant OX, soit :

$$E_I''' = \text{Cte } E_{exc.} (\cos\Omega_1 \cos\Omega_2 - \sin\Omega_1 \sin\Omega_2 \cos\alpha)$$

La densité électronique N_e déduite de la mesure étant proportionnelle à la puissance reçue, on a :

$$(43) \quad N_{e \text{ réelle}} = N_{e \text{ calculée}} \times \frac{1}{(\cos\Omega_1 \cos\Omega_2 - \sin\Omega_1 \sin\Omega_2 \cos\alpha)^2}$$

On voit que si :

$$\Omega_1 = \Omega_2 = 0$$

On retrouve N_e réelle = N_e calculée.

A.1.4. Applications et résultats :

A partir des formules (40), (41) et (43), on a établi un programme de calcul pour corriger les données du sondeur à diffusion. L'organigramme du programme est présenté sur la figure 12.
Ce programme traite les données telles qu'elles ont été fournies sur cartes par le calcul de dépouillement et les restitue sur cartes et sur imprimante après les avoir corrigées. Les nombreux tests qui s'y trouvent servent à identifier les profils successifs de densité électronique et à s'assurer que chacun de ces profils peut être utilisé pour calculer un contenu total vertical.

D'autre part, pour obtenir une évaluation du contenu total en dessous du point de mesure le plus bas, on a supposé qu'il est égal à la densité électronique en ce point multipliée par une échelle de hauteur de l'oxygène atomique.

Cette hypothèse a été vérifiée pour de nombreux cas où l'on connaît le profil en contrebas simultané fourni par une ionosonde

et on a estimé qu'elle donne un bon résultat, compte tenu du fait que le contenu total est surtout déterminé par la région du maximum de la couche F2.

On effectue alors un lissage parabolique du profil de densité électronique en fonction de l'altitude, trois points par trois points, ce qui permet de calculer les angles Ω_1 et Ω_2 et le facteur de correction k de la densité électronique pour chaque point de mesure, en tenant compte de la valeur corrigée des points d'altitude inférieure.

Une fois un profil corrigé, il est restitué sur cartes et sur imprimante, y compris les points de mesure inutilisables repérés par les tests qui sont laissés à leur place dans la liste et signalés par une astérisque en fin de ligne.

Le tableau 2 présente les valeurs intermédiaires et le résultat de ce calcul pour les deux profils suivants : l'un, le 22 Octobre 1969, est un cas de jour avec une densité électronique, au maximum de la couche F2, assez élevée ; l'autre, le 1er Juin 1969, est un cas de nuit.

On voit que cette correction atteint plus de 30% pour l'exemple de jour à 500 km tandis que la nuit elle est beaucoup plus faible.

Pour mettre en évidence l'importance de cette correction, à partir des données interpolées du sondeur à diffusion, à l'instant où un satellite passait au-dessus de Saint-Santin, on a calculé l'échelle de hauteur de la densité électronique, avant et après l'application de la correction de l'effet Faraday.

La figure 13 représente les valeurs de cette échelle de hauteur, en fonction de l'échelle de hauteur déduite des mesures du satellite aux mêmes instants et aux mêmes altitudes. On a éliminé les valeurs correspondant au dernier point de chaque profil du sondeur à diffusion où l'échelle de hauteur est incertaine ainsi que les valeurs correspondant à des points trop voisins du maximum de la couche F2

On voit que le nuage des points représentant les valeurs de l'échelle de hauteur après correction est beaucoup plus centré sur la droite de pente 1 que le nuage des points correspondant aux valeurs de cette échelle avant correction.

ANNEXE 2

Expression des coefficients de diffusion thermique

Les coefficients de diffusion thermique utilisés dans les équations (7), (8) et (9) du chapitre 2. sont donnés par :

$$\beta = \alpha_{12} \frac{n_2}{n_1 + n_2}$$

$$\gamma = \alpha_{12} \frac{n_1}{n_1 + n_2}$$

$$D_1 = \frac{15\sqrt{2}}{8} \frac{Z_1 Z_2 (Z_1 - Z_2)}{\frac{13\sqrt{2}}{8} (n_{12} Z_1^2 + Z_2^2) + n_{12} Z_1 + Z_2}$$

$$D_2 = \frac{15\sqrt{2}}{8} \frac{Z_1 Z_2 (Z_1 - Z_2)\ n_{12}}{\frac{13\sqrt{2}}{8} (n_{12} Z_1^2 + Z_2^2) + n_{12} Z_1 + Z_2}$$

$$D_3 = \frac{n_1 Z_1^2 + n_2 Z_2^2}{\frac{4}{5\sqrt{2}} n_3 + \frac{13}{10} (n_1 Z_1^2 + n_2 Z_2^2)}$$

avec

$$\alpha_{12} = \frac{3}{2} \frac{n_{12} + 1}{m_{12} + 1} \frac{m_{12} (C/n_{12} - A) + (A/n_{12} - B)}{A^2 - BC}$$

et $$A = -\frac{27}{10} \frac{m_{12}}{(1 + m_{12})^2}$$

$$B = \frac{13\, m_{12}^2 + 16\, m_{12} + 30}{10(1 + m_{12})^2} + \frac{4}{5\sqrt{2}} \frac{1}{n_{12}\, Z_{12}^2} \left(\frac{1 + m_{12}}{m_{12}} \right)^{1/2}$$

$$C = \frac{30\, m_{12}^2 + 16\, m_{12} + 13}{10(1 + m_{12})^2} + \frac{4}{5\sqrt{2}}\, n_{12}\, Z_{12}^2\, (1 + m_{12})^{1/2}$$

n_{12}, m_{12} et Z_{12} étant les rapports $\frac{m_1}{m_2}$, $\frac{n_1}{n_2}$, $\frac{Z_1}{Z_2}$ des masses, des concentrations et des nombres de charge des deux ions.

On constate que α_{12} est antisymétrique par rapport à m_1 et m_2 et n_1 et n_2, c'est à dire que :

$$\alpha_{12}\ (m_{12}\ ,\ n_{12}) = -\ \alpha_{12}\left(\frac{1}{m_{12}}\ ,\ \frac{1}{n_{12}}\right)$$

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de α, β et γ correspondant à certaines valeurs du rapport n_{12} en supposant que

$$m_{12} = \frac{m_1}{m_2} = \frac{m(H^+)}{m(O^+)} = \frac{1}{16}$$

On voit que, lorsque les ions H^+ sont minoritaires, on retrouve la valeur de β donnée par Walker (1967)

$n(H^+) / n(O^+)$	α_{12}	$\beta(H^+)$	$\gamma(O^+)$
10^{-3}	+ 1,16	+ 1,16	+ 0,001
10^{-2}	+ 1,16	+ 1,157	+ 0,011
10^{-1}	+ 1,21	+ 1,107	+ 0,110
1	+ 1,55	+ 0,776	+ 0,776
10	+ 2,23	+ 0,139	+ 2,090
20	+ 2,26	+ 0,107	+ 2,155
100	+ 2,35	+ 0,023	+ 2,332

Tableau 1

N°	Date	Temps T.U.	Satellite	Altitude du satellite (km)
1	31.3.67	11.26	Al. 1	1006
2	9.4.67	09.49	"	1004
3	23.5.67	14.52	"	1038
4	12.9.67	13.32	"	1006
5	17.3.68	13.20	"	1036
6	24.6.69	10.30	"	1003
7	9.2.67	16.54	Al. 11	1513
8	31.3.67	10.36	"	515
9	24.4.67	20.51	"	730
10	1.8.67	20.04	"	2242
11	16.3.68	17.09	"	818
12	27.3.68	15.51	"	624
13	23.4.68	01.52	"	1120
14	23.4.68	12.22	"	581
15	9.2.69	14.57	"	2396
16	11.2.69	15.24	"	2459
17	21.10.69	19.25	"	561
18	10.12.69	13.54	"	1274
19	1.6.69	01.44	ISIS - A	2479
20	22.10.69	15.26	"	859

	alt. km	N 10^{16} el m^{-2}	Ω_1 rad	Ω_1 deg	Ω_2 rad	Ω_2 deg	k
	300	1,366	0,013	0°45	0,020	1°10	1,001
	400	5,808	0,056	3°15	0,078	4°30	1,018
01.06.69	500	8,924	0,087	5°	0,113	6°30	1,037
01.51	600	10,295	0,100	5°45	0,125	7°10	1,050
	700	10,881	0,106	6°05	0,129	7°20	1,060
	200	1,383	0,013	0°45	0,024	1°20	1,001
	300	12,224	0,119	6°50	0,179	10°20	1,082
22.10.69	400	21,875	0,212	12°10	0,294	16°50	1,280
15.26	450	24,038	0,233	13°20	0,313	17°50	1,330
	500	24,058	0,234	13°20	0,305	17°30	1,325

Tableau 2

LEGENDE DES FIGURES

Figure 1

Variations de la densité électronique mesurée (X) par le sondeur à diffusion de Saint Santin à différentes altitudes (en km) en fonction du temps. Les courbes en pointillés représentent la même variation déduite des mesures en contrebas de l'ionosonde de Garchy.

Figure 2

Passages des satellites au voisinage du sondeur à diffusion de Saint Santin. La longueur des traits correspond à la durée d'enregistrement de la trace extraordinaire. Garchy est la station qui fournit les ionogrammes en contrebas. Les numéros correspondent aux passages du tableau 1.

Figure 3

Mesures simultanées de densité électronique effectuées par l'ionosonde de Garchy (——), le sondeur à diffusion de Saint Santin (—.—.—.) et le satellite Alouette 2 (-----), correspondant au passage n°8 du tableau 1. La trace supplémentaire (....) représente les mesures du sondeur à diffusion, si on néglige l'effet Faraday. La densité électronique est exprimée en électrons par cm^3.

Figure 4

Comparaison des densités électroniques mesurées par Alouette ou Isis (----), le sondeur à diffusion (.—.—.) et l'ionosonde (————) pour dix des passages du tableau 1. Les barres d'erreur correspondent à une imprécision de l'interpolation. La densité électronique est exprimée en électrons par cm^3.

Figure 5

Résultats simultanés de l'ionosonde de Garchy (——), du sondeur à diffusion (.—.—.—) et du satellite Alouette 1 (----) correspondant au passage n°2 du tableau 1.

La trace supplémentaire (....) représente le profil du sondeur à diffusion, si on le normalise par rapport à la fréquence critique de la couche F2.

Figure 6

Variations de l'échelle de hauteur expérimentale (● ● ●) et de l'échelle de hauteur théorique (----) calculée pour différentes valeurs de $n(H^+)$ à 2300 km.

courbe 1 : $n_{2300}\ (H^+) = 350\ cm^{-3}$

courbe 2 : $n_{2300}\ (H^+) = 650\ cm^{-3}$

courbe 3 : $n_{2300}\ (H^+) = 555\ cm^{-3}$

Figures 7, 8 et 9

Les figures A représentent les variations de la densité électronique expérimentale (——), de la densité électronique calculée (----) lorsqu'elle n'est pas confondue avec la précédente et de la densité $n(H^+)$ (——) théorique, en fonction de l'altitude.

On a représenté également :

- La densité théorique $n(O^+)$ sur la figure 9A uniquement, car elle est très voisine de n_e sur les figures 7A et 8A.
- La densité $n(H^+)$ (—.—.—) calculée en fonction de l'altitude à partir d'un modèle neutre si on suppose que les ions H^+ sont en équilibre chimique avec les ions O^+.
- La densité théorique $n(H^+)$ (----) calculée en supposant que les coefficients de diffusion thermique sont nuls.

Les figures B représentent les variations de l'échelle de hauteur théorique (----) et de l'échelle de hauteur expérimentale (●●●) en fonction de l'altitude.

Les figures C représentent le modèle de température électronique et ionique pour chacun des cas ainsi que les températures mesurées par le sondeur à diffusion et figurées par des barres d'erreur.
La figure 9C présente en outre la variation de la température neutre avec l'altitude.

Les figures D représentent la variation de la masse ionique moyenne pour chacun des cas en fonction de l'altitude.

Figure 10

Comparaison des échelles de hauteur théorique (X) et expérimentale (O) dans la région 300 - 700 km.

Figure 11

Géométrie de l'éxpérience de sondage par diffusion incohérente entre Saint-Santin et Nançay. L'angle Ω_1 est la projection de l'angle dont le vecteur champ électrique émis à Saint-Santin tourne au cours du trajet AB. La distance de Saint-Santin à Nançay est de 302 km.

Figure 12

Programme de correction de l'effet Faraday des données du sondeur à diffusion.

Figure 13

Comparaison des échelles de hauteur expérimentales déduites des mesures de densité électronique du sondeur à diffusion et des satellites. Les croix représentent cette comparaison effectuée avant la correction de l'effet Faraday sur les données du sondeur à diffusion tandis que les "O" représentent la même comparaison après correction. On a représenté, pour un des points, l'ordre de grandeur de l'erreur commise sur la détermination de l'échelle de hauteur.

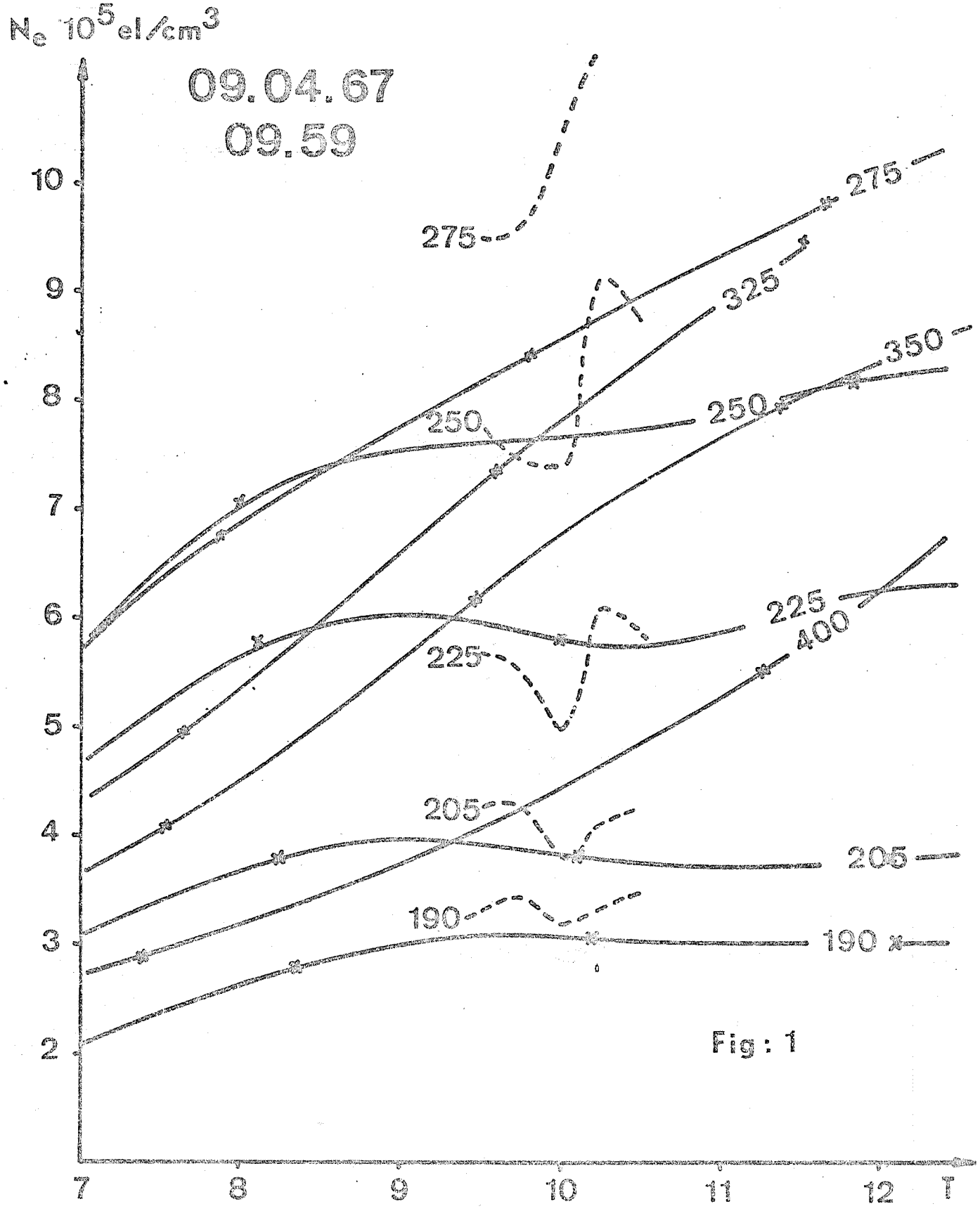

Ne 10^5 el/cm^3
09.04.67
09.59
10
9
8
7
6
5
4
3
2
275
275
325
350
250
250
225
225
400
205
205
190
190
7
8
9
10
11
12
T

Fig : 1

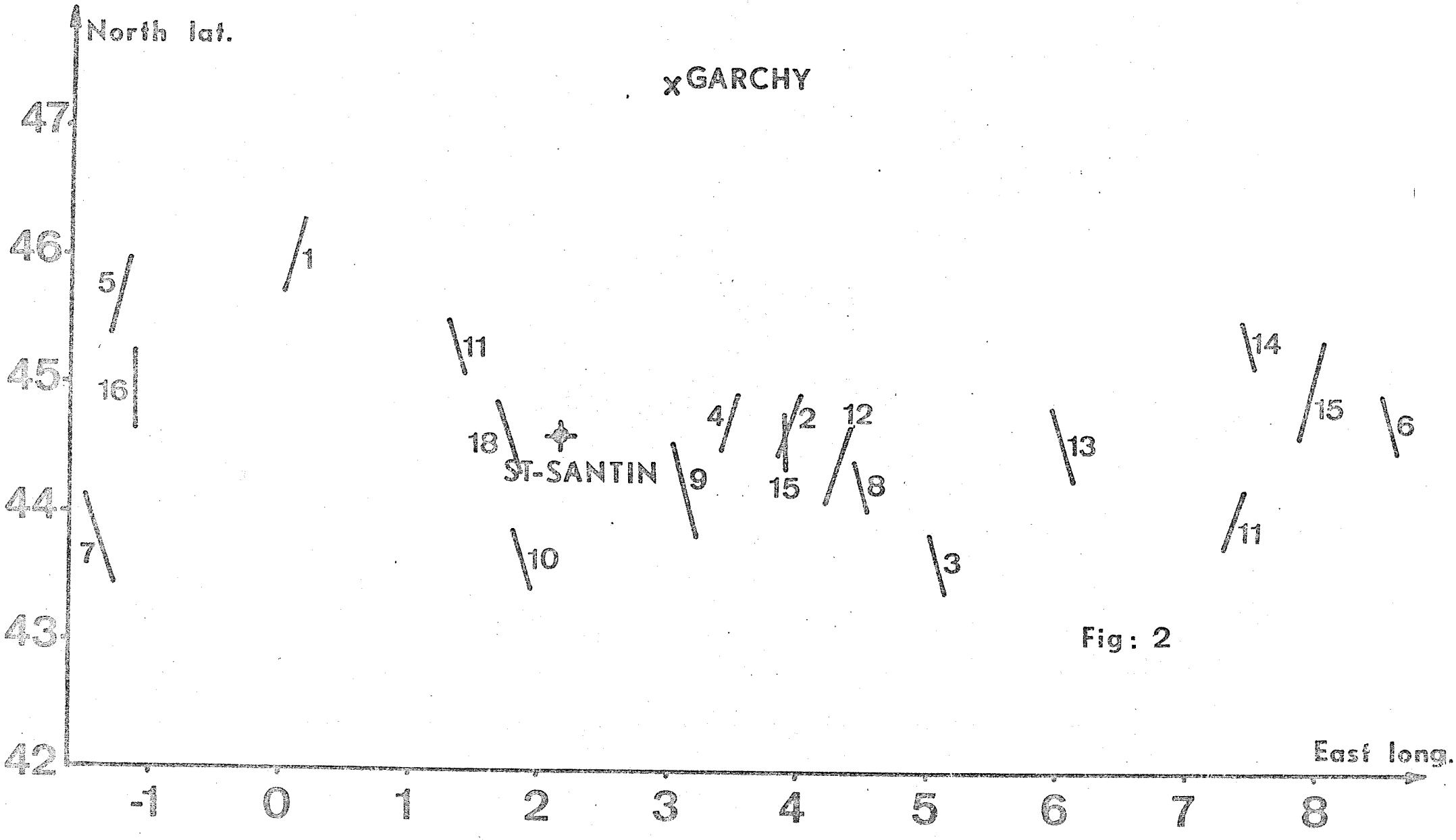

North lat.
GARCHY
ST-SANTIN
47
46
45
44
43
42
-1
0
1
2
3
4
5
6
7
8
East long.
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
11
12
13
14
15
15
16
18

Fig : 2

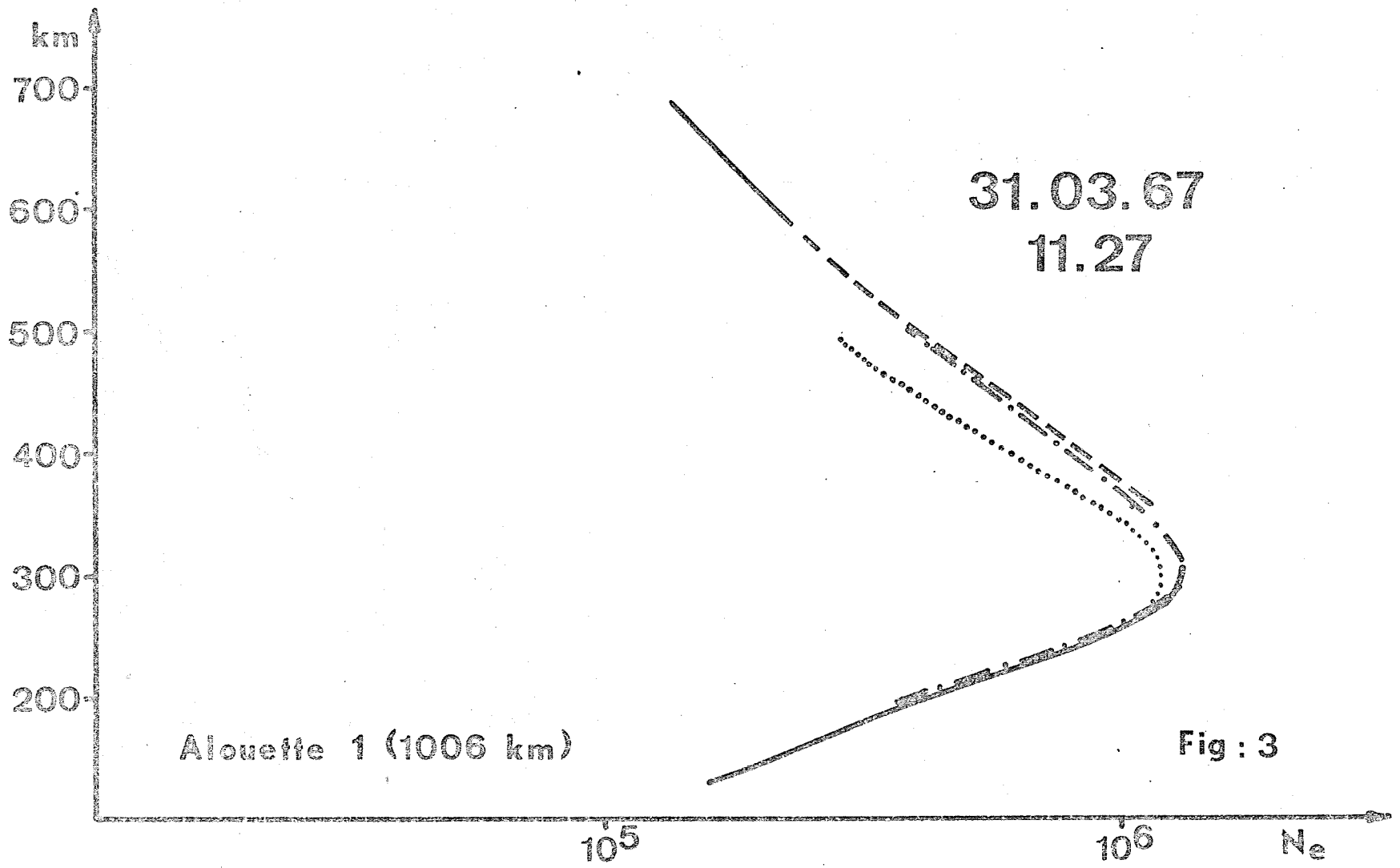

km
700
600
500
400
300
200
31.03.67
11.27
Alouette 1 (1006 km)
10^5
10^6
N_e

Fig : 3

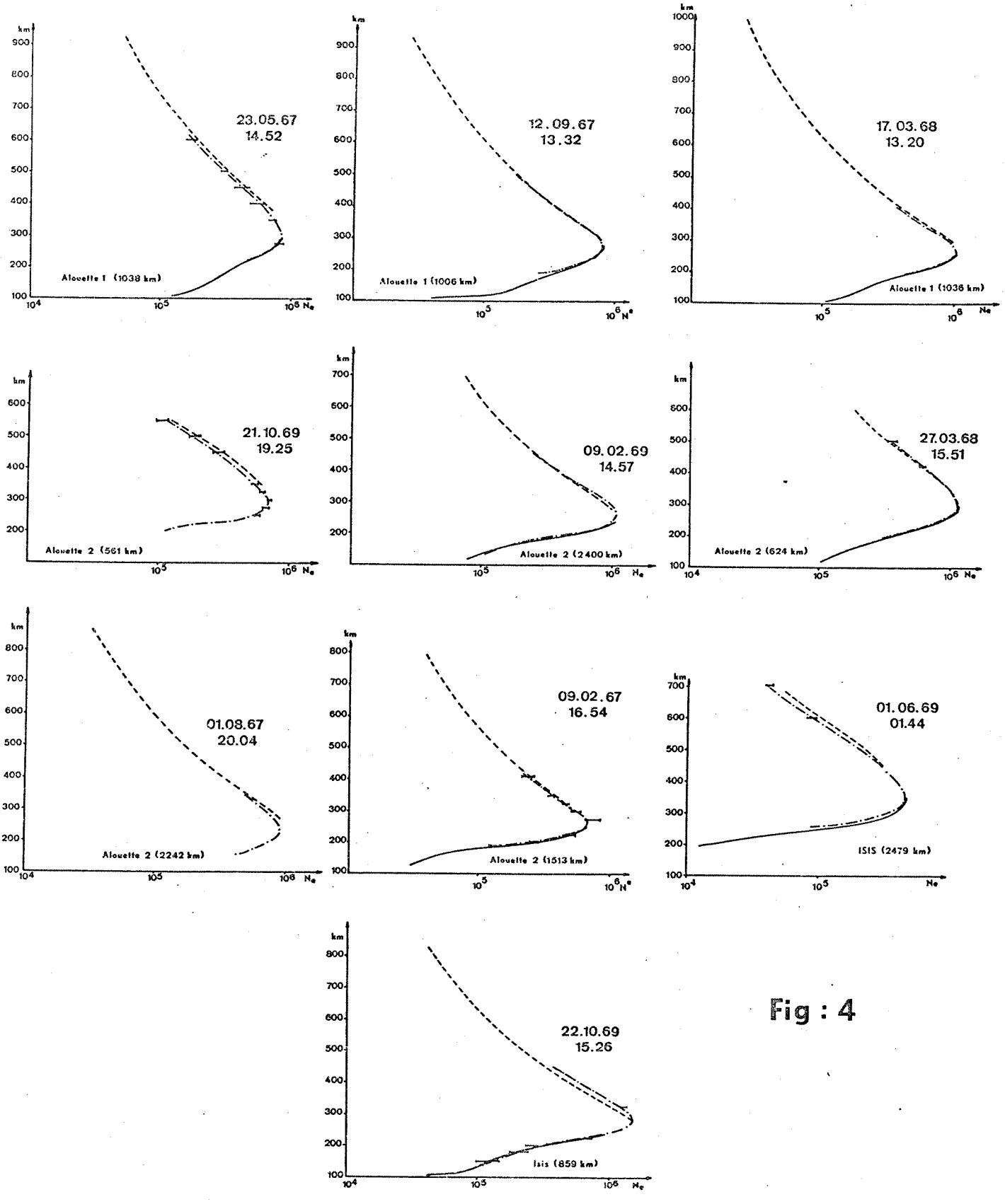

km
23.05.67
14.52
Alouette 1 (1038 km)
12.09.67
13.32
Alouette 1 (1006 km)
17.03.68
13.20
Alouette 1 (1036 km)
21.10.69
19.25
Alouette 2 (561 km)
09.02.69
14.57
Alouette 2 (2400 km)
27.03.68
15.51
Alouette 2 (624 km)
01.08.67
20.04
Alouette 2 (2242 km)
09.02.67
16.54
Alouette 2 (1513 km)
01.06.69
01.44
ISIS (2479 km)
22.10.69
15.26
Isis (859 km)
Ne

Fig : 4

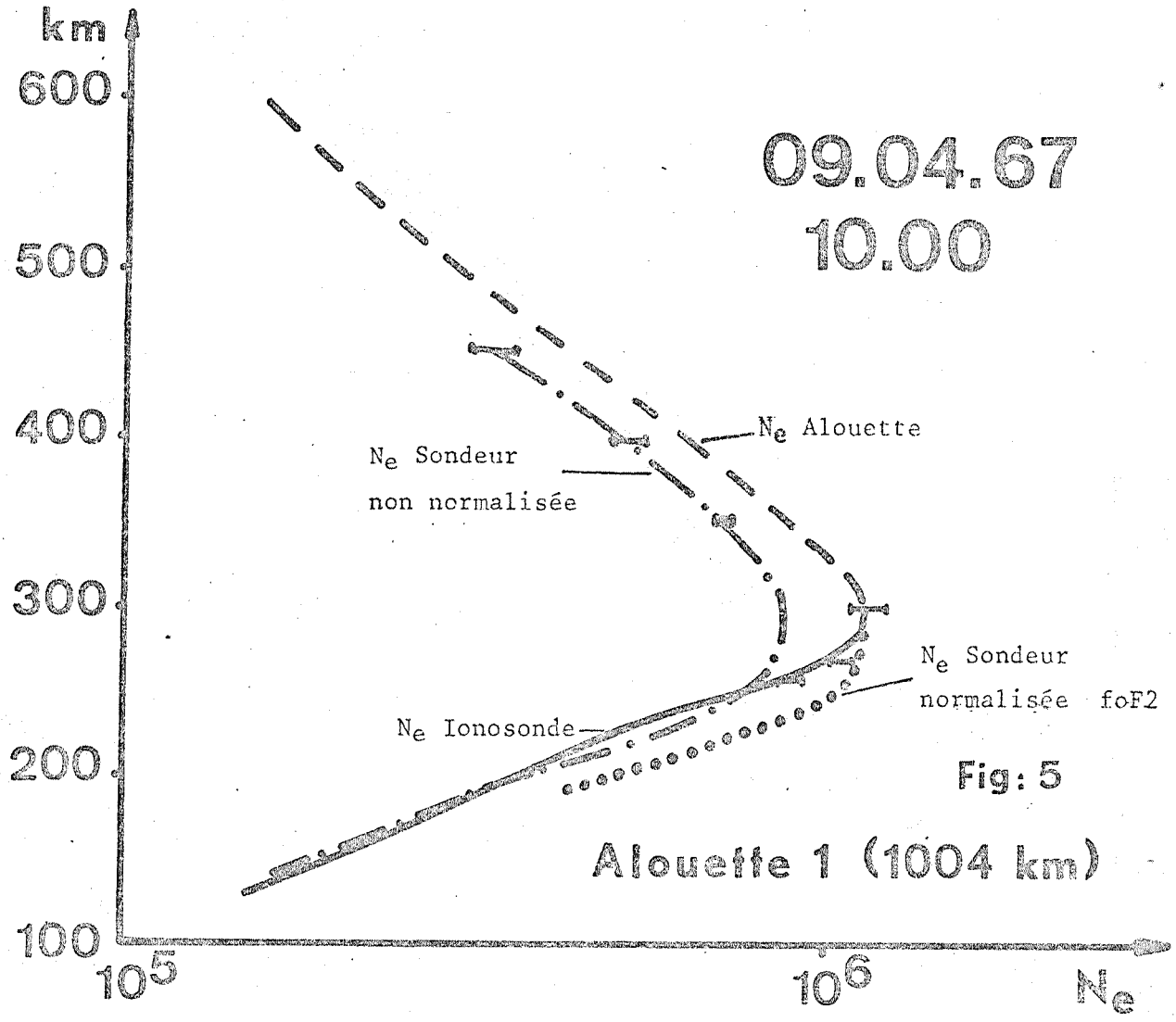


Fig: 5

Alouette 1 (1004 km)

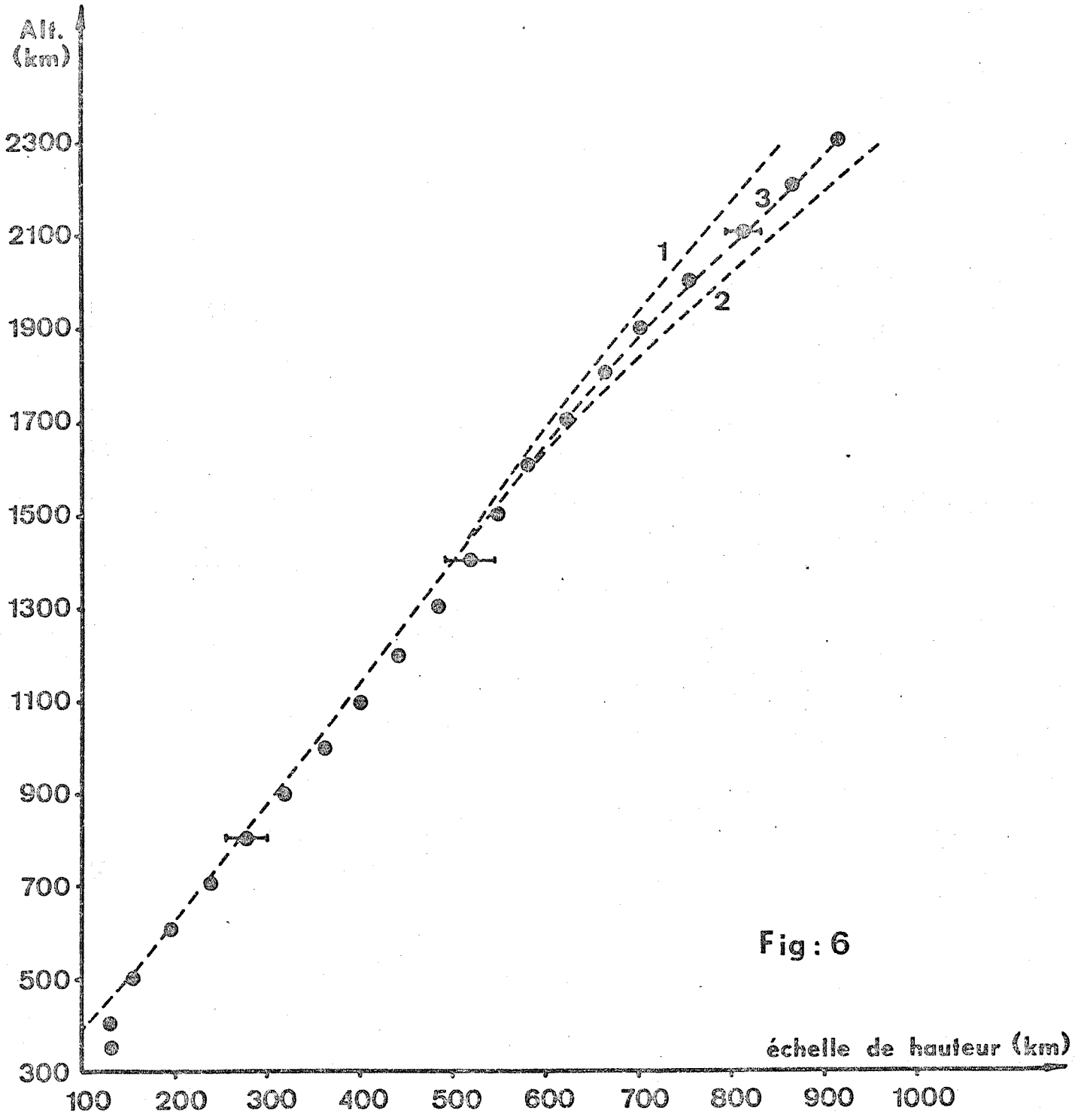
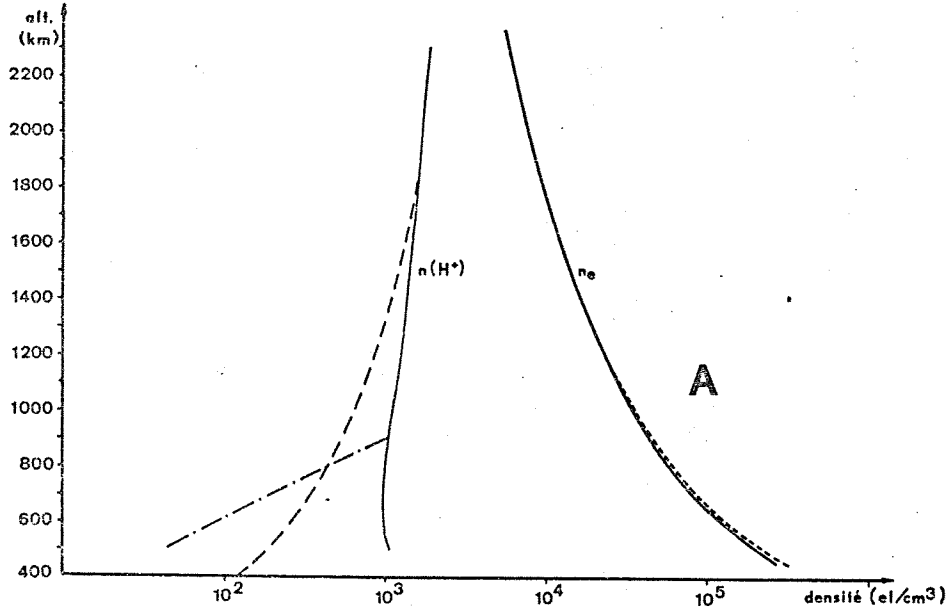
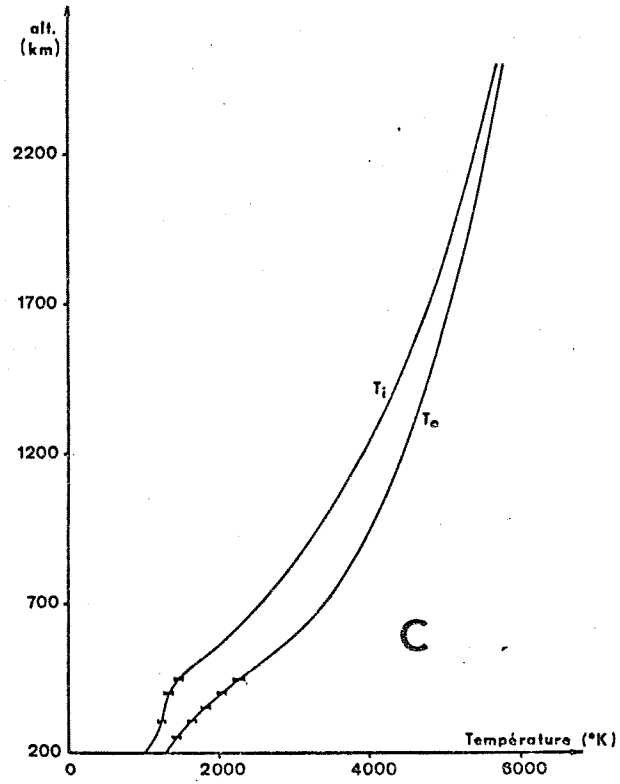
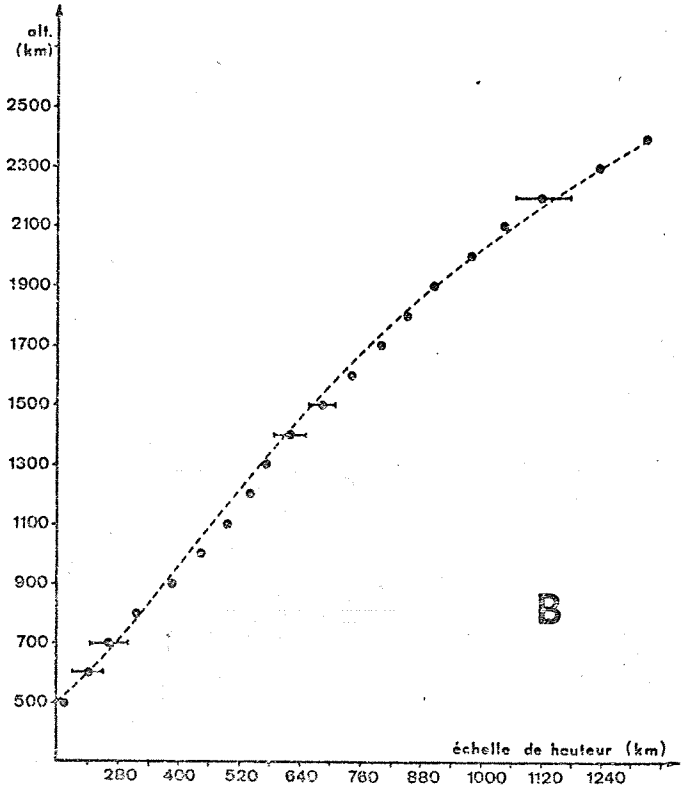
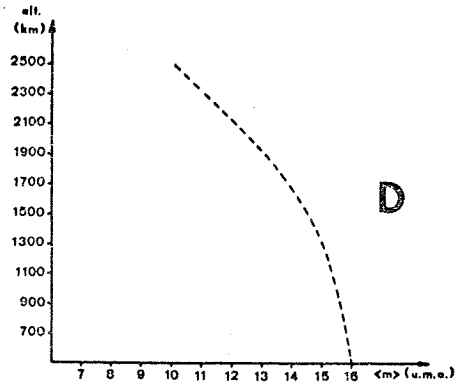

Alt.
(km)
2300
2100
1900
1700
1500
1300
1100
900
700
500
300
100
200
300
400
500
600
700
800
900
1000
1
2
3
échelle de hauteur (km)

Fig : 6





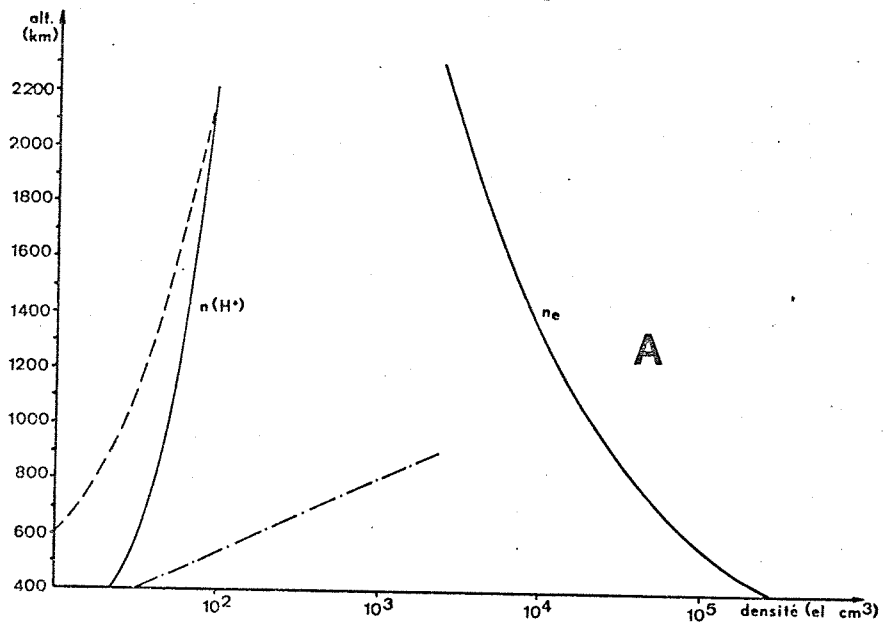


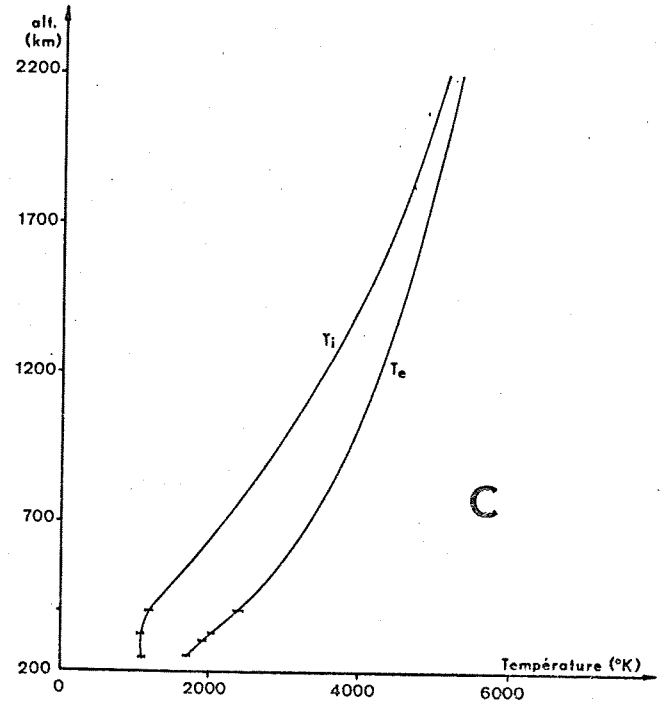


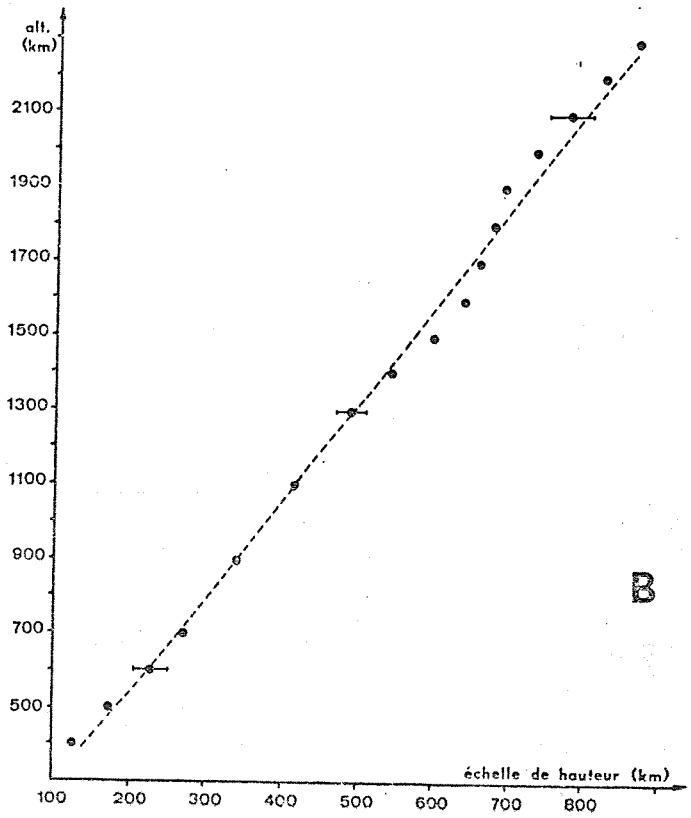
4 MARS 1970

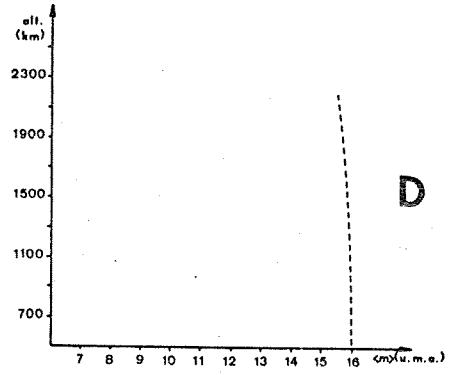
17.09

Fig : 7





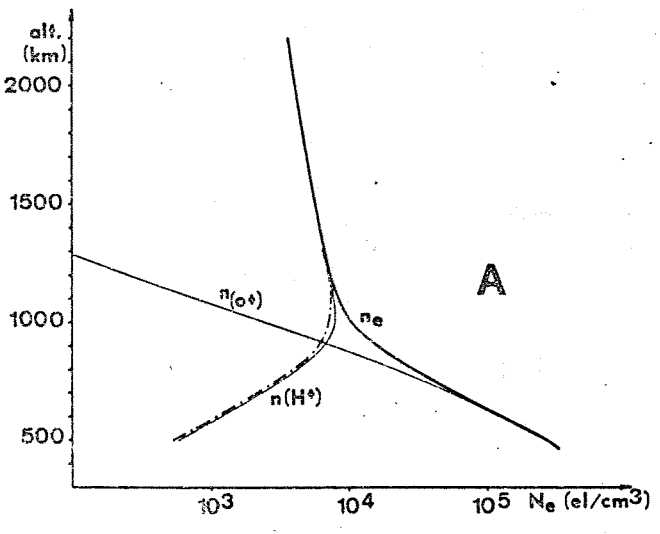


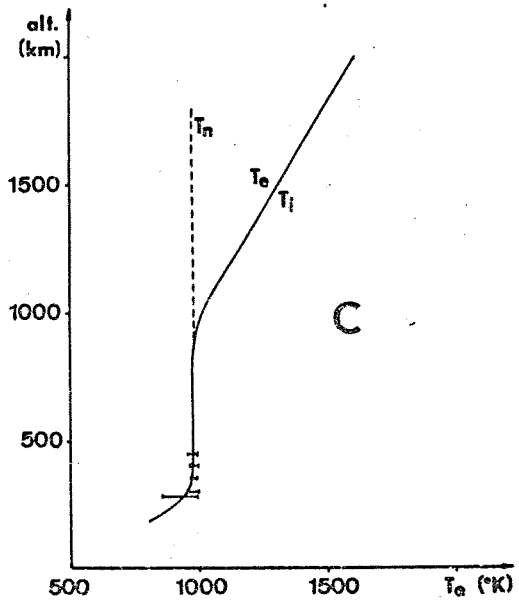


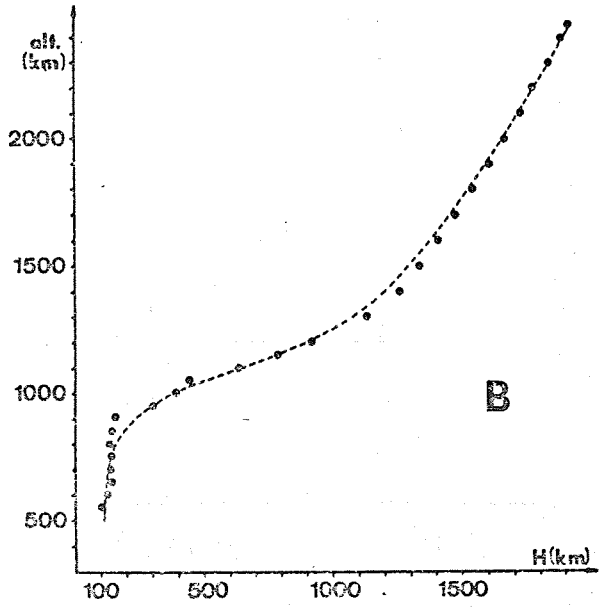
9 FEVRIER 1969

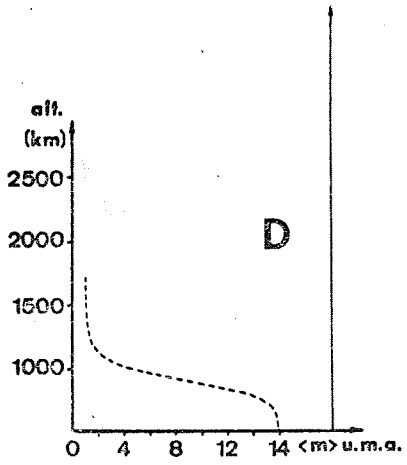
14.57

Fig : 8









1 JUIN 1969

01.51

Fig : 9

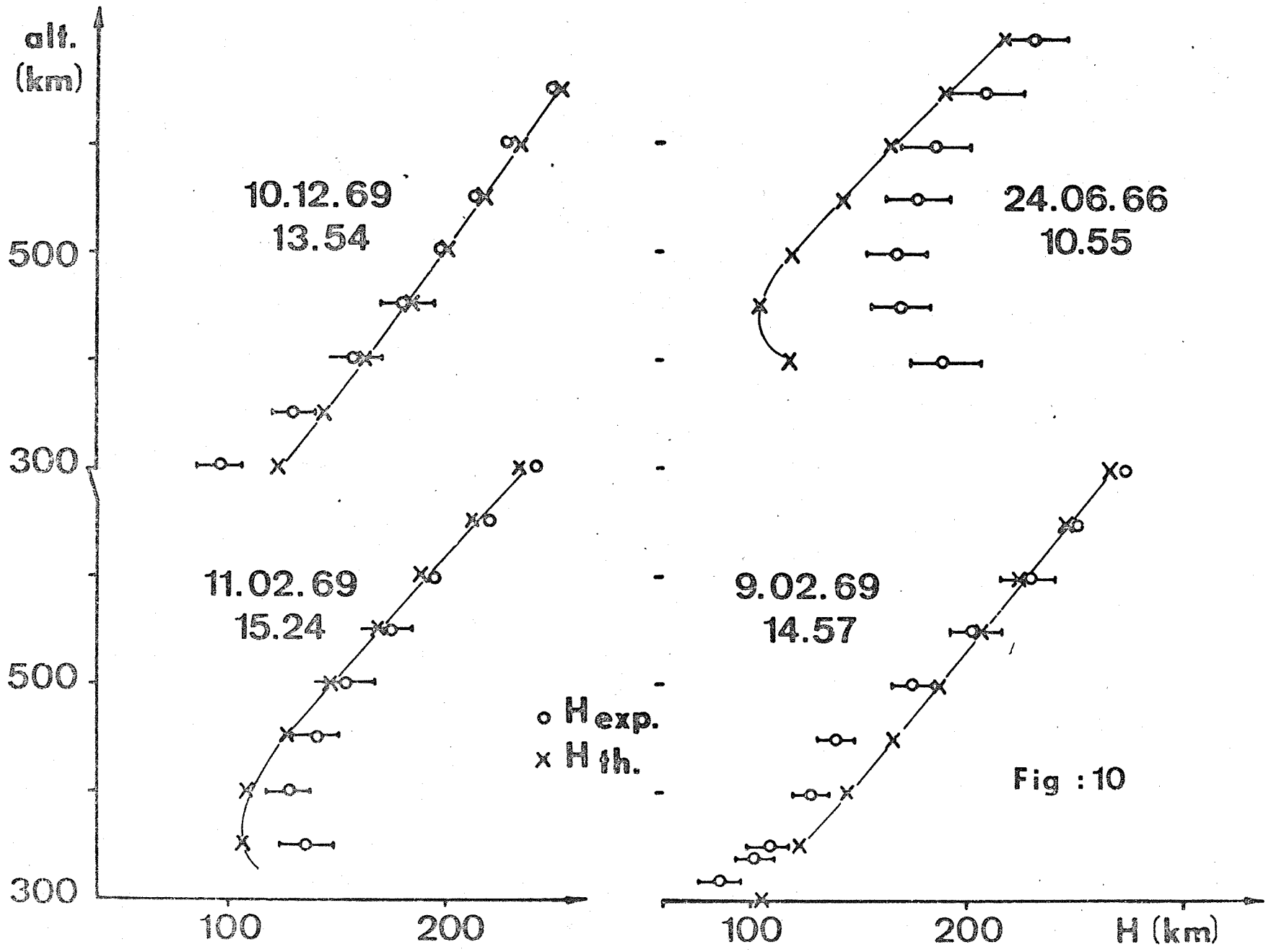
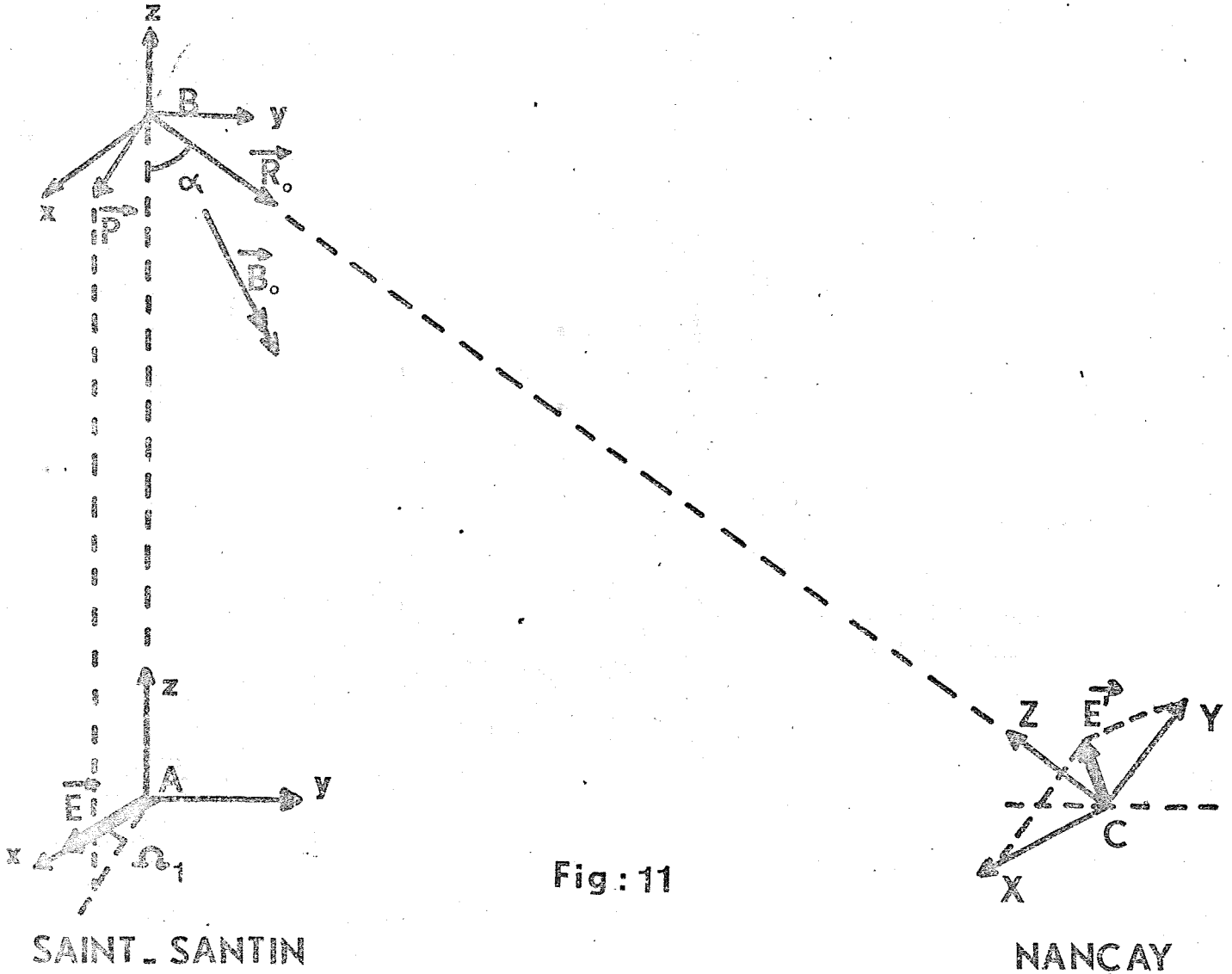

alt.
(km)
500
300
500
300
10.12.69
13.54
11.02.69
15.24
24.06.66
10.55
9.02.69
14.57
o Hexp.
x Hth.
100
200
100
200
H (km)

Fig : 10



SAINT - SANTIN

NANÇAY

Fig : 11

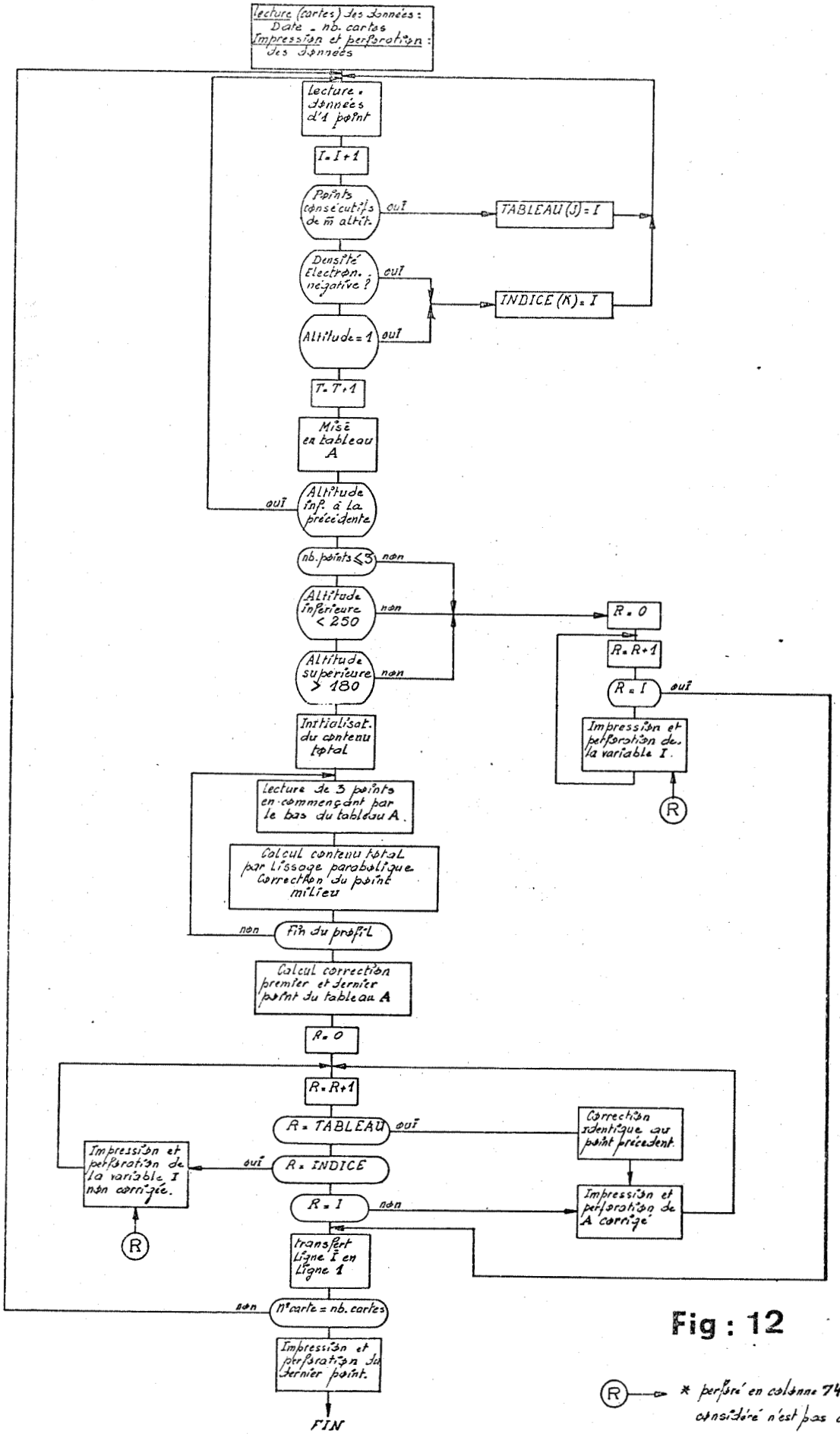


Fig : 12

R → * perforé en colonne 74 signifie que le point considéré n'est pas corrigé.

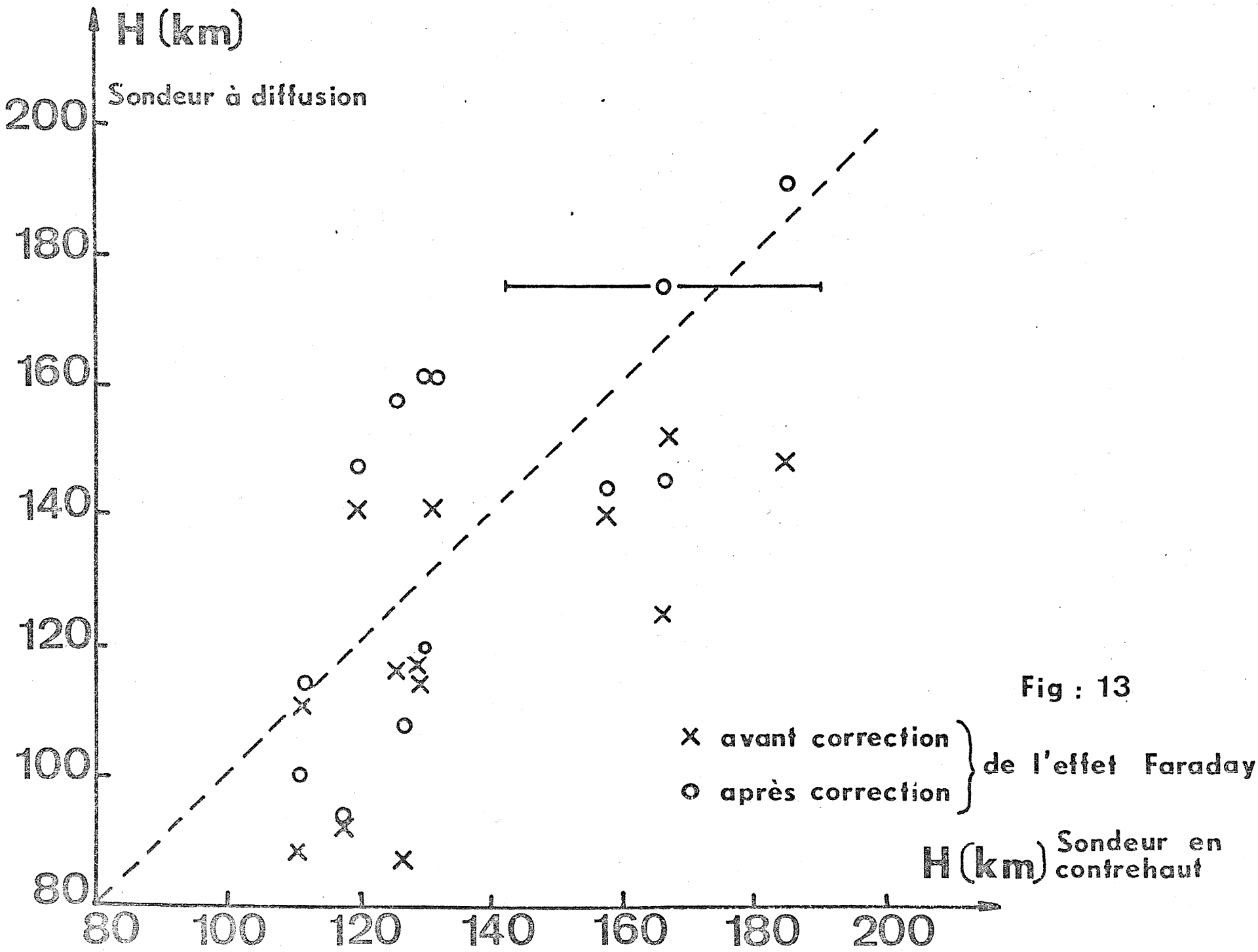

H (km)
Sondeur à diffusion
200
180
160
140
120
100
80
80
100
120
140
160
180
200
× avant correction
o après correction
de l'effet Faraday
H (km) Sondeur en contrehaut

Fig : 13